

# Ultraviolette Laser zur Kühlung relativistischer Ionenstrahlen

Ultraviolet Lasers for Cooling of Relativistic Ion Beams

Dissertation von Daniel Christian Kiefer  
Oktober 2019



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Angewandte Physik  
Laser und Quantenoptik

Ultraviolette Laser zur Kühlung relativistischer Ionenstrahlen  
Ultraviolet Lasers for Cooling of Relativistic Ion Beams

Genehmigte Dissertation von Daniel Christian Kiefer aus Püttlingen

Referent: Prof. Dr. Thomas Walther

Korreferent: Prof. Dr. Gerhard Birkel

Tag der Einreichung: 15.11.2019

Tag der Prüfung: 09.12.2019

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

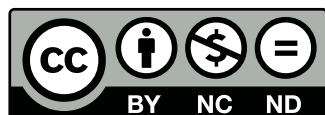
URN: [nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-113123](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-113123)

URL: [tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/11312](https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/11312)

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,  
E-Publishing-Service der TU Darmstadt

[tuprints.ulb.tu-darmstadt.de](https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de)

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Creative Commons – Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0  
International

[creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/legalcode)

Institut für Angewandte Physik  
Technische Universität Darmstadt



# Ultraviolette Laser zur Kühlung relativistischer Ionenstrahlen

Vom Fachbereich Physik  
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades  
eines Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

genehmigte  
Dissertation

von  
Daniel Christian Kiefer  
aus Püttlingen

Darmstadt 2020  
D 17



# Kurzzusammenfassung

Mit Hilfe der Laserkühlung können in Speicherringen Ionenstrahlen mit sehr schmaler Geschwindigkeitsverteilung erzeugt werden. Durch den notwendigen atomaren Übergang ist die Laserkühlung Lithium ähnlicher Ionen an bestehenden Anlagen wie dem Schwerionenspeicherring ESR in Darmstadt auf relativ leichte Ionen beschränkt. An der neuen Teilchenbeschleunigeranlage FAIR mit dem Ionensynchrotron SIS100 und dem Speicherring HESR wird dagegen die Laserkühlung wesentlich schwererer Ionen möglich sein.

Am ESR wurde erfolgreich mit einem durchstimmbaren ultravioletten cw-Lasersystem ein Strahl relativistischer Lithium ähnlicher  $C^{3+}$ -Ionen erzeugt, der eine Breite der relativen Impulsverteilung von weniger als  $10^{-6}$  erreichte. Die Höhe der Laserintensität, die zur Kühlung schwererer Lithium ähnlicher Ionen am SIS100 und HESR benötigt wird, wächst schnell mit der Kernladungszahl  $Z$ . Daher ist die Übertragung dieser Messergebnisse auf schwerere Ionen nur möglich, wenn ein leistungsstarker UV-Laser zur Verfügung steht.

Da bei mittleren ultravioletten Wellenlängen keine schmalbandigen und leistungsstarken Laser existieren, werden in der Regel nichtlineare Konversionsprozesse genutzt, um solche Laserstrahlung zu erzeugen. Die Frequenzverdopplung mittels  $\beta$ -Bariumborat-Kristallen ist dabei die am häufigsten zum Einsatz kommende Methode. Diese Kristalle degradieren allerdings oft unter dem Eindruck der UV-Erzeugung und werden je nach Qualität schnell unbrauchbar. In dieser Arbeit wird eine Methode präsentiert, die trotz einer schlechten Kristallqualität eine hohe und stabile Ausgangsleistung kontinuierlicher schmalbandiger Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 257 nm erlaubt. Es wird eine UV-Leistung von mehr als 600 mW über eine Messdauer von 12 Stunden gezeigt.

Als alternatives Kühlechema - zu dem bereits bei relativistischen Strahlen gezeigten mit einem gescannten cw-Laser - bietet sich die Kühlung mittels spektral breitem Laserlicht an. Bei nicht relativistischen Ionengeschwindigkeiten wurden mit dieser Technik bereits kalte Ionenstrahlen erzeugt. Beim „white-light-cooling“ sind die genutzten spektralen Bandbreiten entscheidend, da sie den Einfangbereich, die Kühldauer und das erreichte Kühllimit beeinflussen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein gepulstes Lasersystem aufgebaut, wobei die spektrale Breite der Laserpulse variabel ist. Das System zeichnet sich durch eine Repetitionsrate aus, die im Bereich zwischen 1 MHz und 10 MHz frei eingestellt werden kann. Gleichzeitig sind die Pulslängen flexibel zwischen ca. 50 ps und 740 ps wählbar. Da es sich um transform limitierte Laserpulse handelt, kann dadurch das Spektrum der Strahlung variiert werden. Es können so Bandbreiten zwischen ca. 3 GHz und 36 GHz bei einer Wellenlänge von 257 nm erzeugt werden. Dabei liegen die erzeugten Pulsenergien im nJ-Bereich.

Beide entwickelten Lasersysteme bieten das Potential zur Kühlung schwerer, hoch geladener, relativistischer, Lithium ähnlicher Ionen.



# Abstract

Laser cooling enables the production of ion beams in storage rings with a narrow relative momentum distribution. Due to the necessary atomic transition, there is only a small number of lithium-like ions accessible at existing storage rings like the heavy ion storage ring ESR in Darmstadt. At the new accelerator facility FAIR SIS100, however, laser cooling will be feasible for a large number of lithium-like ions. Using a narrow linewidth cw laser with a wavelength of 257 nm it was possible to generate a cool relativistic  $C^{3+}$ -beam in the ESR with a relative momentum spread of below  $10^{-6}$ .

The laser intensity necessary to cool heavier lithium like-ions at SIS100 and HESR increases rapidly with the atomic number  $Z$ . Therefore, the transfer of these results to heavier lithium-like ions requires powerful ultraviolet laser systems.

Since powerful narrow linewidth lasers do not exist in the middle ultraviolet region, usually nonlinear frequency conversion processes are used to generate laser radiation at this wavelength. The frequency doubling with  $\beta$ -barium borate crystals is the most frequently used method. However, these crystals degrade under the generation of ultraviolet radiation. The amount and duration of the generated UV power depends on the crystal quality.

This work demonstrates a method which allows a high and stable output power at a wavelength of 257 nm. The output is possible despite the fact that the crystal used is of poor quality. Ultraviolet power of more than 600 mW is shown over a measuring period of more than 12 hours.

Instead of using a scanning cw laser, it is possible to use spectral broadened laser light for the cooling of the ions. At non relativistic velocities this technique has been proved to generate cool ion beams. „White-light-cooling“ demands specific spectral bandwidths of the light as these influence the cooling range, time and limit.

This work presents the development of a pulsed laser system with a variable spectral bandwidth. The laser is characterized by a flexible repetition rate which can be set freely between 1 MHz and 10 MHz. At the same time the pulse duration is adjustable between 50 ps and 740 ps. The pulses are transform limited, resulting in a spectral bandwidth variable between 3 GHz and 36 GHz at a wavelength of 257 nm. The energies of the generated ultraviolet laser pulses are within the nJ-range.

Both the cw and the pulsed laser system have the potential to be used for laser cooling of heavy, highly charged, relativistic, lithium-like ions.





# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Ionenstrahlen in Speicherringen	5
2.1	Grundlagen der Speicherung relativistischer Ionen	5
2.2	Bahndynamik	7
2.3	Die Temperatur des Ionenstrahls	11
3	Laserkühlung hoch geladener, schwerer, relativistischer Ionenstrahlen	13
3.1	Spontankraft und Dopplerkühlung	13
3.2	Relativistische Ionenstrahlen	16
3.3	Lithium ähnliche Ionen	21
3.4	Anforderungen	24
4	Das kontinuierlich emittierende Lasersystem	31
4.1	Der Faserverstärker	33
4.1.1	Ytterbium dotierte Faserverstärker	34
4.1.2	Der Aufbau des Masteroszillator-Faserverstärkersystems	35
4.1.3	Messergebnisse	37
4.2	Optische Frequenzverdopplung	41
4.2.1	Von der ebenen Welle zu fokussierten Laserstrahlen	43
4.2.2	Phasenanpassung	44
4.3	Die erste Frequenzkonversion 1028 nm → 514 nm	46
4.3.1	PPLN	46
4.3.2	PPSLT	50
4.4	Die zweite Frequenzkonversion 514 nm → 257 nm	54
4.4.1	Der sphärisch fokussierende Resonator	55
4.4.2	Der elliptisch fokussierende Resonator	60
4.4.3	Der Degradierungsprozess	68
4.4.4	Leistungsskalierung	69
5	Das transform limitierte PulsLasersystem	71
5.1	CW-Laser	73
5.2	Pulserzeugung	74
5.3	Pulsverstärkung	82
5.3.1	Die erste gepulste Verstärkerstufe	83
5.3.2	Die zweite gepulste Verstärkerstufe	86

5.3.3	Die dritte gepulste Verstärkerstufe . . . . .	93
5.4	Nichtlineare Frequenzkonversion . . . . .	100
5.4.1	Die erste Frequenzkonversion $1028\text{ nm} \rightarrow 514\text{ nm}$ . . . . .	100
5.4.2	Die zweite Frequenzkonversion $514\text{ nm} \rightarrow 257\text{ nm}$ . . . . .	103
6	Zusammenfassung und Ausblick . . . . .	109
6.1	Zusammenfassung . . . . .	109
6.2	Ausblick . . . . .	110
A	Berechnung der Spitzenbestrahlungsstärke im BBO-Kristall . . . . .	113
B	SHG bei alternativer Fokussierung . . . . .	115
	Literaturverzeichnis . . . . .	117
	Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge . . . . .	129
	Betreute Abschlussarbeiten . . . . .	137
	Danksagung . . . . .	139





# Kapitel 1

## Einleitung

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt feiert im Jahr 2019 sein 50-jähriges Bestehen. Die Spanne der dort betriebenen Forschung reicht von der Synthesisierung superschwerer Elemente bis hin zur Therapie von Krebserkrankungen mittels Ionenstrahlen. Die Forschung an hoch geladenen, schweren Ionen ist auch in anderen Gebieten hochaktuell und bietet eine Vielzahl an Anwendungen: Die Erhöhung der Präzision des Zeitstandards, die Überprüfung der quantenelektrodynamischen (QED) und nicht-QED Beiträge zur Lage der atomaren Energieniveaus sowie hoch präzise Tests der speziellen Relativitätstheorie sind nur einige Beispiele [1–4]. Eine Vielzahl dieser Experimente kann durch Laserspektroskopie an Ionen verwirklicht werden, die bei relativistischen Geschwindigkeiten in Speicherringen umlaufen [5].

Aus vier Gründen ist es sinnvoll oder notwendig, diese Ionen zu kühlen: Die Lebensdauer des Teilchenstrahls soll maximiert, die Brillianz soll erhöht und die relative Impulsverteilung soll verringert werden. Eine schmale Impulsverteilung kann genutzt werden um kurze Ionenbündel zu erzeugen, zudem erhöht sie die experimentelle Präzision insbesondere der Laserspektroskopie. Die Lebensdauer der bewegten, gespeicherten Teilchen wird hauptsächlich begrenzt durch die Coulombwechselwirkung der Ionen untereinander (engl. intra-beam-scattering, IBS) und durch Stöße mit dem Restgas, die zu einem Aufblähen des Phasenraumvolumens führen [6]. Um den Einfluss des Restgases zu minimieren, sind in modernen Beschleunigeranlagen Drücke hinunter bis in den Bereich von  $10^{-12}$  mbar möglich [7]. Zur Verringerung des Phasenraumvolumens werden in der Regel die stochastische und die Elektronenkühlung eingesetzt [8, 9]. Erstere trug maßgeblich zum Erfolg von Antiprotonen-Protonen Kollisionsexperimenten bei [10, 11]. Ihr Erfinder Simon van der Meer wurde hierfür 1984 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet [12].

Die Elektronenkühlung ist zum Zeitpunkt der Veröffentlichung dieser Arbeit wohl die erfolgreichste unter den Strahlkühlungsmethoden [13, 14]. Der Vorteil liegt in der schmalen relativen Impulsverteilung von bis zu  $\Delta p/p = 10^{-5}$ , die erreicht werden kann, und der universellen Natur, die einen Einsatz unabhängig des spezifischen zu kühlenden Ions ermöglicht. Gleichzeitig steigt die Kühlkraft quadratisch mit dem Ladungszustand der Ionen, sodass die Effizienz für höher geladene Ionen steigt [15].

Momentan wird das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung um das internationale Beschleunigerzentrum (Facility for Antiproton and Ion Research, FAIR) erweitert. In Abbildung 1.1 ist die Übersicht über die bestehenden Einrichtungen der GSI und den im Bau befindlichen Teil FAIRs dargestellt.

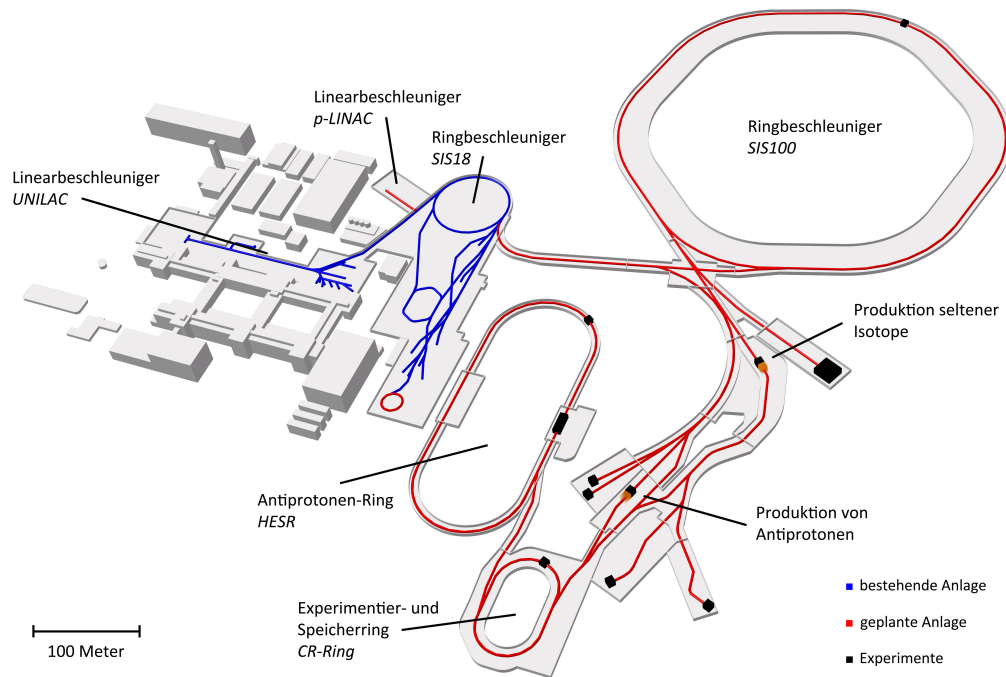


Abbildung 1.1: Übersicht über die GSI/FAIR Gesamtanlage [16]

Der seit 1990 betriebene Ionenspeicherring (ESR) bietet mit einer magnetischen Steifigkeit von 10 Tm die Möglichkeit, Ionen mit einer Energie von bis zu 560 MeV pro Nukleon zu speichern. Das neue Schwerionensynchrotron (SIS100) und der Ionenspeicherring (HESR) mit magnetischen Steifigkeiten von 100 Tm respektive 50 Tm werden Energien pro Nukleon von 10,7 GeV bzw. 4,9 GeV ermöglichen. Bei diesen hohen Teilchenenergien werden atomare Übergänge, die im Ruhesystem im Röntgenbereich liegen, durch den Dopplereffekt für heute realisierbare Lasersysteme zugänglich [9]. In Tabelle 1.1 sind die Kenngrößen des bestehenden Speicherrings ESR und der zu bauenden Ringe SIS100 und HESR zusammengefasst.

Die Kühlung mit Laserlicht wurde bereits erfolgreich an Speicherringen eingesetzt [18, 19]. Sie bietet den entscheidenden Vorteil, dass die Kühlkraft mit steigendem Lorentzfaktor ebenfalls wächst [20]. Die hohe Geschwindigkeit der Ionen führt allerdings dazu, dass eine direkte transversale Interaktion von Laserlicht mit den Ionen nicht möglich ist. Durch die große Dopplerverschiebung ist lediglich die Kühlung mit gegenläufig eingestrahltm Laserlicht realisierbar. Daher ist es notwendig durch Bündelung der Ionenstrahlen eine Gegenkraft zu erzeugen [21]. Der große Aufwand eines energiereichen Elektronenbeschleunigers steht im Gegensatz zu den vergleichsweise geringen Kosten für ein notwendiges Lasersystem. Für die großen Beschleunigeranlagen ist die Laserkühlung daher auch aus ökonomischer

Sicht attraktiv. Der Nachteil liegt im notwendigen, kurzlebigen atomaren Übergang, wobei die Parameter Laserwellenlänge, atomare Übergangsenergie und Umlaufgeschwindigkeit aufeinander abgestimmt werden können. Am SIS100 wird die Laserkühlung die einzig mögliche Kühlmethode sein.

Bei der Kühlung relativistischer, Lithium ähnlicher  $C^{3+}$ -Ionen wurde in vergangenen Strahlzeiten am ESR ein frequenzverdoppelter Argonionenlaser eingesetzt, um die ultraviolette Wellenlänge von 257 nm bereitzustellen [19]. Für eine weitere Strahlzeit wurde der  $Ar^{+}$ -Laser durch einen frequenzvervierfachen Diodenlaser ersetzt, der eine weite Abstimmung der Laserwellenlänge erlaubte. Die erreichte relative Impulsbreite bei diesen Experimenten lag bei  $\frac{\Delta p}{p} \approx 10^{-7}$ . Die gleiche Wellenlänge soll an HESR und SIS100 ebenfalls eingesetzt werden. Durch die größere magnetische Steifigkeit dieser Anlagen werden dort die Ionen mit größeren relativistischen Geschwindigkeiten gespeichert werden können. Das erlaubt die Kühlung wesentlich schwerer Lithium ähnlicher Ionen, deren Übergänge im ESR durch die zu geringe Dopplerverschiebung nicht zugänglich sind.

Im Hinblick auf die Laserkühlung schwerer, hoch geladener Ionen an FAIR verfolgt diese Arbeit zwei Ziele. Zum einen soll für das bestehende, kontinuierlich emittierende (engl. continuous-wave, cw) Lasersystem eine wesentlich höhere, dauerhaft stabile Ausgangsleistung bei 257 nm ermöglicht werden. Zum anderen soll ein leistungsstarkes, gepulstes Lasersystem bei einer ultravioletten Wellenlänge von 257 nm und einer definierten spektralen Breite im ein- bis zweistelligen Gigahertzbereich entwickelt werden. Der kombinierte Einsatz beider Lasersysteme verspricht eine Verbesserung der Kühldauer und der erreichbaren Strahltemperatur [22].

Der Einleitung dieser Arbeit folgen fünf weitere Kapitel. Zunächst werden, in Kapitel 2, die für das weitere Verständnis benötigten Grundlagen der Speicherringphysik besprochen. Kapitel 3 ist der Laserkühlung gewidmet, wobei zunächst die zugrunde liegende Spontankraft erklärt wird. Anschließend werden die Herausforderungen bei der Kühlung relativistischer Ionenstrahlen mittels Laserlicht erläutert. Die Möglichkeiten hier mit einem schmalbandigen oder einem spektral verbreiterten Lasersystem zu arbeiten, werden besprochen. Hierzu werden Ergebnisse der Simulationen zu diesem Thema herangezogen [22, 23]. Diese motivieren die Weiterentwicklung des vorhandenen schmalbandigen, kontinuierlich arbeitenden 257 nm Lasersystems, welche in Kapitel 4 erläutert wird. Hier werden Leistungssteigerungen des eingesetzten Ytterbium-Faserverstärkers präsentiert und die Substitution der resonanten, ersten Frequenzverdopplungseinheit durch eine Einzeldurchgangskonfiguration mit

Tabelle 1.1: Überblick über die bestehenden und geplanten Ionensynchrotrons und Speicherringe. Die maximal erreichbare Energie pro Nukleon ist für höchstmöglich positiv geladene Uranionen berechnet  $^{238}U^{92+}$  [8, 9, 17]

	ESR	HESR	SIS100
Umfang	108 m	575 m	1083 m
magnetische Steifigkeit	10 Tm	50 Tm	100 Tm
maximale Energie pro Nukleon	0,56 GeV/u	4,9 GeV/u	10,7 GeV/u

periodisch gepoltem Kristall wird ebenfalls thematisiert. Das Kapitel beinhaltet als Schwerpunkt die Leistungssteigerung der Ultravioletterzeugung. Es wird ein Überhöhungsresonator eingesetzt, der im verwendeten  $\beta$ -Bariumborat Kristall einen elliptischen Fokus erzeugt. In Kombination mit einer erhöhten Kristalltemperatur kann so eine stabile Ausgangsleistung von 600 mW bei 257 nm gezeigt werden.

Zur Realisierung der Kühlung mit spektral breitem Laserlicht wurde ein leistungsstarkes, gepulstes Lasersystem mit hoher Repetitionsrate entwickelt, das in Kapitel 5 diskutiert wird. Die Grundlage des Systems ist die spektrale Verbreiterung schmalbandigen Diodenlaserlichts durch zeitliche Limitierung. Hierzu werden Laserpulse mit einer Länge im zwei- bis dreistelligen Pikosekundenbereich mit Hilfe akustooptischer und elektrooptischer Modulation ausgeschnitten. Um die gewünschte Ausgangsleistung zu erreichen, werden drei aufeinander folgende Ytterbium-dotierte Faserverstärker eingesetzt. Das infrarote Laserlicht wird anschließend mittels zweier Frequenzverdopplungen zu einer Wellenlänge von 257 nm konvertiert. Die Arbeit schließt mit Kapitel 6, der Zusammenfassung und dem Ausblick. Dort werden die verschiedenen Punkte der Laserentwicklung rekapituliert. Zudem wird auch die Bedeutung der durchgeführten Laserentwicklungen für weitere Leistungssteigerungen thematisiert.



# Kapitel 2

## Ionenstrahlen in Speicherringen

In diesem Kapitel werden die für das weitere Verständnis wichtigsten Grundlagen zur Speicherung relativistischer Ionenstrahlen besprochen. Hierzu werden notwendige Größen der Speicherringphysik und der speziellen Relativitätstheorie eingeführt. Weiter wird die transversale und longitudinale Bewegung der Teilchen beschrieben. Die Strahldynamik in Ausbreitungsrichtung wird dabei für kontinuierliche sowie für gebündelte Strahlen betrachtet. Wie in Kapitel drei gezeigt wird, ist das Bündeln der Strahlen eine Technik, die zur Laserkühlung relativistischer Teilchen unerlässlich ist. Zum Thema Beschleunigerphysik empfiehlt der Autor die in diesem Kapitel oft herangezogenen Veröffentlichungen [6, 24, 25].

### 2.1 Grundlagen der Speicherung relativistischer Ionen

Grundlage der Speicherung hoch energetischer, geladener Ionen ist die Wirkung der Lorentzkraft

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

mit dem Ladungszustand  $q$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v}$  des Ions, der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  und der magnetischen Flussdichte  $\vec{B}$ . Der orthogonal zu Bewegungsrichtung und Magnetfeld stehende Anteil der Kraft eignet sich, um die Teilchen abzulenken. Eine Änderung des Betrags der Geschwindigkeit geschieht über den Anteil der Kraft, der durch das elektrische Feld erzeugt wird. Zur Beschleunigung werden hierzu in der Regel resonante Hohlraumresonatoren verwendet. Die Teilchen selbst werden in einer Hochvakuumröhre geführt, um Stöße mit Restgas zu minimieren. Hier sind Drücke von  $10^{-12}$  mbar möglich und notwendig [7].

In Abbildung 2.1 ist das Schema eines Ionenbeschleuniger- bzw. Ionenspeicherrings dargestellt. Mit Hilfe von Dipolmagneten werden die bewegten Ionen auf eine geschlossene Bahnkurve gezwungen. Der Betrag der Geschwindigkeit ändert sich dabei nicht, lediglich die Richtung. Wird die in den Dipolfeldern auf die Ionen wirkende Lorentzkraft mit der Zentripetalkraft gleichgesetzt, ergibt sich die magnetische Steifigkeit als Produkt der zur Flugrichtung der Ionen orthogonalen Komponente der magnetischen Flussdichte  $B$  und des Krümmungsradius  $\rho$  [26]

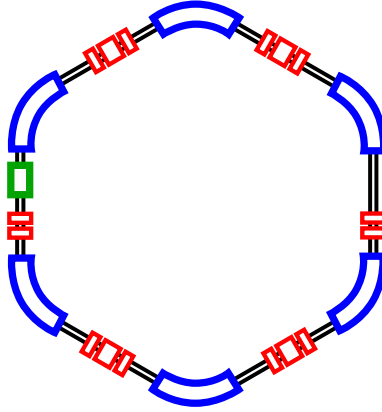


Abbildung 2.1: Schema eines Ionspeicherringes, mit Dipolmagneten (blau) zur Umlenkung, Quadrupolmagneten (rot) zur Fokussierung und einem Hohlraumresonator (grün) zur Geschwindigkeitsvariation. Der Ionenstrahl wird in einer Hochvakuumröhre (schwarz) geführt.

$$B\rho = p/q . \quad (2.2)$$

Für den relativistischen Impuls gilt

$$p = \gamma mv = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}mv = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}mv \quad (2.3)$$

mit der Ruhemasse des Ions  $m$  und der Ionengeschwindigkeit  $v$ .

Die magnetische Steifigkeit ist eine wichtige Kenngröße einer Beschleunigeranlage. Der Radius des Speicherringes sowie die maximal erreichbare magnetische Flussdichte der Dipolmagneten stehen durch die jeweilige Maschine fest. Die magnetische Steifigkeit gibt dadurch ein Maß an, bei welchem maximalen Impuls Ionen einer gegebenen Ladungszahl in der jeweiligen Anlage gespeichert werden können. Stärker geladene Ionen eines Isotops lassen sich bei höheren Energien speichern. Die mögliche Geschwindigkeit der gespeicherten Teilchen sinkt bei gleichem Ladungszustand und steigender Nukleonenzahl  $n$ . Mit Hilfe der relativistischen Energie-Impuls-Relation

$$E_{\text{total}} = \sqrt{(mc^2)^2 + (pc)^2} \quad (2.4)$$

und unter Berücksichtigung, dass für die Gesamtenergie  $E_{\text{total}}$

$$E_{\text{total}} = T + mc^2 \quad (2.5)$$

gilt, wobei  $T$  der kinetischen Energie entspricht, kann die maximale kinetische Energie pro Nukleon berechnet werden

$$E_{\text{max}} = \left( \sqrt{(mc^2)^2 + (B\rho qc)^2} - mc^2 \right) / n, \quad (2.6)$$

die für Kollisionsexperimente von Bedeutung ist.

## 2.2 Bahndynamik

In der Beschleunigerphysik ist es üblich von einem idealen Teilchen auszugehen, das sich innerhalb des Speicherrings auf einer geschlossenen, durch alle Strahloptiken zentral laufenden Bahn befindet und als Referenz verwendet werden kann. Das Teilchen trägt den gewünschten Impuls  $p_0$ . Die Position des Ions entlang der Bahn wird mit  $s$  angegeben. Das mitbewegte Koordinatensystem des Ionenstrahls wird durch das Referenzion festgelegt, wobei die  $z$ -Richtung tangential an der Bahnkurve liegt. Die  $x$ - und  $y$ -Richtungen liegen, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, orthogonal dazu.

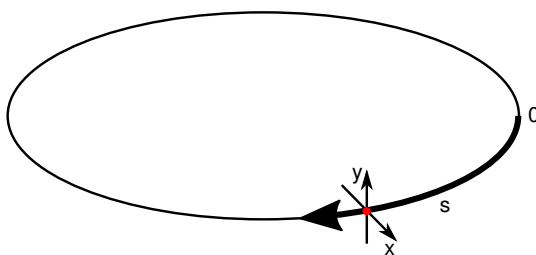


Abbildung 2.2: Standardkoordinatensystem im Ionenspeicherring nach [6], die longitudinale Bahnposition wird mit  $s$  angegeben, in rot ist das Referenzion dargestellt.

$x'$  und  $y'$  stellen die transversalen Strahldivergenzen dar. Mit der longitudinalen Abweichung vom idealen Teilchen  $l$  und der relativen Impulsabweichung  $\delta = \frac{p-p_0}{p_0}$  lässt sich dann ein 6-dimensionaler Phasenraum definieren [6]

$$\vec{x}(s) = \begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \\ l \\ \delta \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Ein Ionenstrahl im Speicherring wird zu jedem Zeitpunkt durch ein Ensemble an Punkten innerhalb dieses Raumes gekennzeichnet. Eine zentrale Aussage stellt nun das Liouville'sche Theorem dar, das besagt, dass das eingeschlossene Volumen im Phasenraum während der Bewegung im Ring erhalten bleibt. Werden die longitudinale und die transversalen Bewegungen als entkoppelt und unabhängig voneinander betrachtet, reduziert sich die Erhaltung des Phasenraumvolumens dann zu einer Erhaltung der drei Phasenraumflächen [27]. Da die umlaufenden Ionen eine gewisse Divergenz und räumliche Verteilung aufweisen, ist es nötig den Ionenstrahl in seiner transversalen Ausbreitung zu begrenzen. Hierzu werden typischerweise, wie in Abbildung 2.1 dargestellt, Anordnungen von Quadrupolmagneten verwendet. Der Mittelpunkt des Quadrupolfeldes mit verschwindender magnetischer Flussdichte liegt genau auf der Bahn des idealen Teilchens. Teilchen, die sich außerhalb der zentralen Bahn bewegen, werden je nach Geschwindigkeit und ihrer relativen Lage zur idealen Bahn zu dieser hin beschleunigt oder von ihr wegbewegt. Ein einzelner Quadrupolmagnet fokussiert in einer transversalen Richtung, während er in der orthogonalen defokussierend wirkt. Aus diesem Grund werden stets mehrere Magnete zu einer Anordnung zusammengefasst. Als Folge der Strahlfokussierung vollführen die Ionen in den transversalen Bewegungsrichtungen Betatronschwingungen in Abhängigkeit ihrer Position  $s$  im Ring [28]

$$x, y(s) = A_{x,y} \sqrt{\beta_{x,y}(s)} \cos(\psi_{x,y}(s) - \psi_{x,y}^0). \quad (2.8)$$

Die Betatronfunktion  $\beta(s)$  und die Phasenfunktion  $\psi(s)$  lassen sich in Abhängigkeit der Magnetfelder berechnen. Die Amplitude  $A$  und die Phase  $\psi^0$  hängen vom Ionenstrahl selbst ab. Die dadurch im Phasenraum vollführten Ellipsen schließen eine Fläche ein, die proportional zur Emittanz ist. Die Fokussierung führt zu keiner Änderung des Flächeninhalts, lediglich die Form der Fläche kann dadurch beeinflusst werden. Die Emittanz kann als Qualitätskriterium eines Ionenstrahls herangezogen werden. Sie lässt sich - hier gezeigt für die transversale  $x$ -Richtung - definieren als [24]

$$\epsilon_x = \sqrt{\sigma_x^2 \sigma_{x'}^2 - \sigma_{xx'}^2}, \quad (2.9)$$

mit der Standardabweichung der räumlichen Strahlausdehnung  $\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$ , der Standardabweichung der Strahldivergenz  $\sigma_{x'} = \sqrt{\langle x'^2 \rangle - \langle x' \rangle^2}$  und dem Korrelationsterm  $\sigma_{xx'} = \langle xx' \rangle - \langle x \rangle \langle x' \rangle$ .

Wird die Dynamik in Ausbreitungsrichtung des Ionenstrahls betrachtet, muss die Dispersionsrelation zwischen der relativen Impulsabweichung  $\frac{\Delta p}{p}$  und der relativen Abweichung der Umlauffrequenz  $\frac{\Delta \omega}{\omega_s}$  berücksichtigt werden [6]

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \eta \frac{\Delta p}{p} = \left( \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_{tr}^2} \right) \frac{\Delta p}{p} . \quad (2.10)$$

Die Größe  $\gamma_{tr}$  ist durch die jeweilige Beschleunigeranlage festgelegt. Es gibt also je nach Speicherring einen Energiebereich, in dem  $\eta > 0$  gilt und ein größerer Impuls zu einer höheren Umlauffrequenz führt und einen Bereich, in dem  $\eta < 0$  gilt, sodass ein größerer Impuls die umgekehrte Folge hat.

Prinzipiell muss zwischen zwei longitudinalen Dynamiken unterschieden werden. Laufen die Ionen im Speicherring lediglich unter dem Einfluss der Magnetfelder um, handelt es sich um einen kontinuierlichen Strahl (engl. coasting beam). Die Ionen sind dann statistisch über den gesamten Speicherring verteilt. Gebündelte Strahlen (engl. bunched beams) entstehen unter dem Einfluss elektrischer Wechselfelder, die in Hohlraumresonatoren auf die Ionen wirken. Das geschieht entweder bei der Beschleunigung der Teilchen oder wird gezielt zur Bündelung eingesetzt. An dieser Stelle sei angemerkt, dass der Strahl unter Einfluss eines statischen elektrischen Feldes auch kontinuierlich bleiben würde. Solche Felder werden aber in modernen Beschleunigeranlagen nicht eingesetzt, da die benötigten Feldstärken zu groß wären. Die Frequenz  $\omega_{HF}$  des elektrischen Wechselfeldes liegt üblicherweise im Radiowellenbereich und muss ein ganzzahliges Vielfaches  $n$  der Umlauffrequenz  $\omega_s$  des optimalen Ions betragen

$$\omega_{HF} = n \cdot \omega_s . \quad (2.11)$$

Durch das Bunching entstehen Potentialtöpfe (engl. buckets), in denen die Ionen gefangen sind. Die Anzahl der buckets entspricht gerade der Harmonischen  $n$  der Umlauffrequenz. Der Energiegewinn für ein Ion mit Ladungszahl  $q$  pro Umlauf lautet dann bei einer Spannungsamplitude von  $U_0$  [6]

$$\Delta E^{HF} = q \cdot U_0 \cdot \sin(\varphi - \varphi_0) . \quad (2.12)$$

Die Beschleunigung des Ions hängt von der relativen Phase  $\varphi$  des in den Resonator eintretenden Ions und des elektrischen Wechselfeldes ab, so dass für  $0 < \varphi - \varphi_0 < \pi$  eine Beschleunigung und für  $\pi < \varphi - \varphi_0 < 2\pi$  eine Abbremsung der Ionen erfolgt.

Zur Bündelung des Strahls wird die Phase des Referenzions  $\varphi_0 = 0$  gesetzt, es erfährt also keine Beschleunigung. In Abbildung 2.3 ist die Spannung für die verschiedenen Ionen in Abhängigkeit der Phase dargestellt. Die restlichen Ionen vollführen entlang ihrer Ausbreitungsrichtung Oszillationen mit der Synchrotronfrequenz [29]

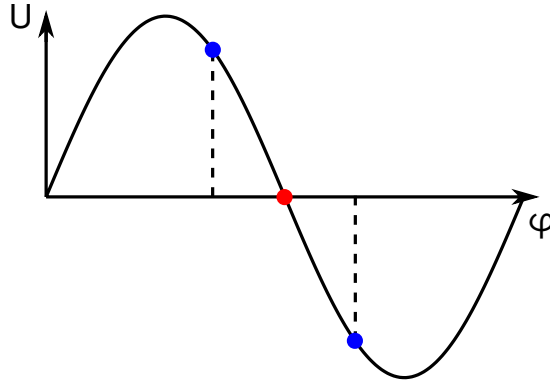


Abbildung 2.3: Die Spannung  $U$  im Bunchingresonator in Abhängigkeit der Phase  $\varphi$ . In rot ist das Referenzion dargestellt, das keine Beschleunigung erfährt, in blau sind zwei Teilchen mit unterschiedlicher Phase dargestellt, die abgebremst bzw. beschleunigt werden.

$$\omega_{syn} = \omega_s \sqrt{\frac{hqU_0}{2\pi C^2 m}} \quad (2.13)$$

mit dem Umfang des Speicherrings  $C$ . Die resultierenden Ellipsen im longitudinalen Phasenraum füllen eine Fläche analog zur Emittanz der transversalen Bewegungen aus. Die Ionen sind in den Bündeln (engl. buckets) gefangen. Die maximale Akzeptanzbreite der Ionengeschwindigkeit der buckets  $\Delta v$  ist bestimmt durch die Wunschgeschwindigkeit des Referenzions  $v_0$  und das Verhältnis der Synchrotron- zur Umlauffrequenz [20]

$$\Delta v = 2v_0 \frac{\omega_{syn}}{\omega_{HF}} . \quad (2.14)$$

Die Länge eines einzelnen Buckets kann mit der maximalen relativen Impulsverteilung abgeschätzt werden [14]

$$l_b = 2 \frac{c\eta}{\omega_{syn}} (\Delta p/p)_{max} . \quad (2.15)$$

Daraus folgt unmittelbar, dass sich kurze Ionenbündel erzeugen lassen, wenn die relative Impulsverteilung schmal ist.

## 2.3 Die Temperatur des Ionenstrahls

Um über die Kühlung relativistischer Ionenstrahlen sprechen zu können, sollte zunächst der Temperaturbegriff geklärt werden.

In der kinetischen Gastheorie lassen sich drei unabhängige Temperaturen [30]

$$T_i = \frac{m}{k_B} \overline{v_i^2} \quad (2.16)$$

für die Raumrichtungen  $i$  definieren: mit der Masse eines Ions  $m$ , der Boltzmann-Konstanten  $k_B$  und dem mittleren Quadrat der Geschwindigkeit  $\overline{v_i^2}$ . Diese Temperaturbetrachtung entspricht derjenigen an stationären Teilchenfallen [31].

Für die Temperatur des bewegten, relativistischen Ionenstrahls lassen sich analoge Temperaturbegriffe bilden. Für die Temperaturen gilt in transversaler Richtung [6]

$$\frac{k_B T_{x,y}}{2} = \frac{p^2}{2m} \sigma_{x',y'}^2 = \frac{p^2}{2m} \frac{\epsilon_{x,y}}{\beta_{x,y}} \quad (2.17)$$

und in longitudinaler Richtung

$$\frac{k_B T_l}{2} = \frac{p^2}{2m\gamma^2} \sigma_\delta^2 = \frac{p^2}{2m\gamma^2} \frac{\epsilon_l}{\beta_l} \quad (2.18)$$

mit den Standardabweichungen  $\sigma$  und Emittanzen  $\epsilon$  aus Abschnitt 2.1. Ionenstrahlen besitzen intrinsische Emittanzen, die unter anderem durch hohe Temperaturen und unterschiedliche Emissionsrichtung der Ionenquellen selbst hervorgerufen werden [27]. Darüber hinaus kommt es zu einer Zunahme der Emittanz des Strahls mit der Zeit. Daran sind eine Vielzahl von Effekten beteiligt, wobei für hoch geladene relativistische Ionenstrahlen IBS wiederum den größten Beitrag zur Strahlaufheizung darstellt [13]. Im folgenden Kapitel wird erläutert, wie es trotz lediglich einer für die Laserstrahlung zugänglichen Raumrichtung zu einer effizienten Kühlung kommen kann. Es handelt sich dabei um die Kühlung der longitudinalen Raumrichtung und im weiteren Verlauf dieser Arbeit ist mit dem Begriff der Strahlkühlung die Reduzierung der relativen Impulsverteilung  $\Delta p/p$  gemeint. Bei der Kühlung gebündelter Ionenstrahlen reduziert sich aber nicht nur die relative Impulsverteilung, es wird auch die longitudinale Phasenraumfläche reduziert. Da durch die höhere Phasenraumdichte auch die Luminosität, d.h., die Teilchenzahl pro Zeit und Fläche, steigt, ist die Strahlkühlung für einige Kollisionsexperimente existenziell [24]. Für andere Experimente ist es von Bedeutung eine möglichst schmale relative Impulsunschärfe zu besitzen [14].





## Kapitel 3

# Laserkühlung hoch geladener, schwerer, relativistischer Ionenstrahlen

Die Laserkühlung als Werkzeug hat einen bedeutenden Beitrag zur modernen Quantenoptik und Atomphysik geliefert. Ausdruck dessen ist die Verleihung des Nobelpreises 1997 an Claude Cohen-Tannoudji, Steve Chu und William D. Phillips [32]. Im folgenden Kapitel wird der Mechanismus der Laserkühlung erklärt. Es wird dabei mit der zugrundeliegenden Spontankraft begonnen. Weiter werden die Besonderheiten beim Kühlen relativistischer Ionen und die verschiedenen möglichen Kühlmethoden mit schmal- und breitbandigem Laserlicht erläutert. Die spezifischen Anforderungen zur Kühlung relativistischer, Lithium ähnlicher Ionen bilden das Ende des Kapitels und leiten gleichzeitig in die nachfolgenden Kapitel zur Laserentwicklung über.

### 3.1 Spontankraft und Dopplerkühlung

Wird ein Atom durch Absorption eines Photons in einen angeregten Zustand gebracht, wird der Impuls des Photons  $\hbar\vec{k}$  auf das Atom übertragen. Zerfällt der Zustand spontan unter Aussendung eines Photons, ist die Emissionsrichtung isotrop. Der Mittelwert des Rückstoßimpulses über hinreichend viele Emissionen ist dann Null und der gemittelte Impuls ändert sich über die Zeit. Es wirkt also eine Kraft, die in Flugrichtung der absorbierten Photonen zeigt, wie in Abbildung 3.1 dargestellt.

Im Mittel ändert sich der Impuls des Teilchens mit jedem Absorptions-Emissionszyklus gerade um den Impuls des absorbierten Photons. Die entstehende Spontankraft berechnet sich dann als das Produkt des Photonenimpulses  $\hbar\vec{k}$  und der Streurrate  $\Gamma_{sc}$  [33]

$$\vec{F}_{spont} = \hbar\vec{k} \cdot \Gamma_{sc} = \hbar\vec{k} \cdot \frac{1}{2\tau} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0 + (2\tau\Delta)^2} \quad (3.1)$$

mit der Lebensdauer des Übergangs  $\tau$  und der Verstimmung der Frequenz der anregenden Photonen zur Frequenz des genutzten Übergangs  $\Delta$ .

Der Sättigungsparameter  $s_0$  gibt das Verhältnis der genutzten Intensität  $I$  zur Sättigungintensität  $I_0$  an

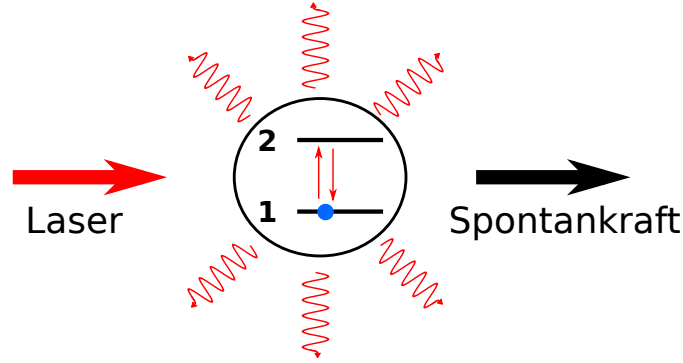


Abbildung 3.1: Prinzip der Spontankraft: Stetiges Anregen mittels Licht aus einer Richtung und Zerfall unter isotroper Emission führen im Mittel zu einer Änderung des Impulses, der Spontankraft.

$$s_0 = \frac{I}{I_0} = I \frac{3\lambda^3 \tau}{\pi \hbar c} \quad (3.2)$$

mit der Planckkonstanten  $\hbar$  und der Wellenlänge des atomaren Übergangs  $\lambda$ . Der erste Nachweis dieser Kraft gelang bereits 1933 durch die Verschiebung eines Strahls atomaren Natriums durch Bestrahlung mittels Natriumdampfampe [34]. Eine mögliche Anwendung dieser Kraft liegt im Abbremsen von Atomstrahlen [35]. Die Dopplerverschiebung des Übergangs kann genutzt werden, um geschwindigkeitsselektiv Atome anzusprechen. Bei gegenläufigen Lasern, die leicht rot verstimmt sind, ist die wirkende Kraft am größten für Teilchen, die sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf das Laserlicht zu bewegen. Dadurch lässt sich eine dämpfende Dopplerkraft auf Teilchen ausüben

$$F_{\text{Doppler}} = \hbar k \cdot \frac{1}{2\tau} \cdot \left[ \frac{s_0}{1 + s_0 + (2(\Delta - kv)\tau)^2} - \frac{s_0}{1 + s_0 + (2(\Delta + kv)\tau)^2} \right] \quad (3.3)$$

wobei die Dopplerverstimmung für bewegte Teilchen für  $v \ll c$  mit dem Produkt aus Wellenvektor und Geschwindigkeit  $kv$  gegeben ist. Die Temperatur eines Teilchenensembles lässt sich analog zur kinetischen Gastheorie durch die mittlere kinetische Energie der Teilchen definieren [20]

$$\frac{3}{2} k_B T = \overline{E_{\text{kin}}} , \quad (3.4)$$

wobei den einzelnen Freiheitsgraden - entkoppelt betrachtet - unabhängigen Temperaturen zugewiesen werden können

$$k_B T_{x,y,z} = m \left( \langle v_{x,y,z}^2 \rangle - \langle v_{x,y,z} \rangle^2 \right) . \quad (3.5)$$

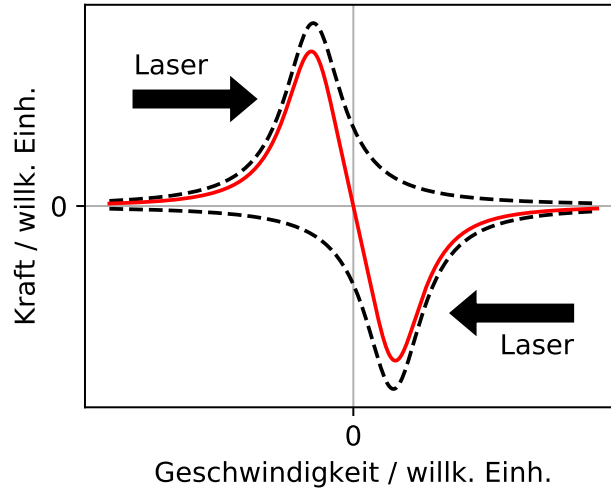


Abbildung 3.2: Die Dopplerkraft über der Geschwindigkeit in einer Dimension. Gestrichelt (schwarz) sind die jeweiligen Kräfte der antiparallel eingestrahlten, rotverstimmten Laser aufgetragen. Die resultierende Gesamtkraft ist durchgezogen (rot) dargestellt.

In Abbildung 3.2 ist die Dopplerkraft für zwei gegenläufig eingestrahlte Laser eingezeichnet. Diese Kraft ist in der Lage, die Geschwindigkeitsverteilung des bestrahlten Teilchenensembles zu reduzieren und führt somit zu einer Kühlung, wenn die Laser rot verstimmte sind. Die Teilchen sind dann durch die dissipative Kraft gekühlt und damit im Geschwindigkeitsraum beschränkt, sie sind allerdings nicht im Ortsraum gefangen. Eine so gekühlte Wolke an Atomen läuft langsam auseinander.

Die Reduzierung der Geschwindigkeitsverteilung und die damit verbundene Kühlung führen nicht zum vollständigen Erliegen der Teilchenbewegung. Es gibt eine untere Grenze der Temperatur, die so erreicht werden kann. Die Dopplertemperatur [36]

$$k_B T_{\text{Doppler}} = \frac{\hbar}{2\tau} \quad (3.6)$$

ist lediglich von der Lebensdauer des verwendeten Kühlübergangs abhängig. Dieses Limit ergibt sich, wenn die Summe aus Kühl- und Aufheizrate gerade Null ist. Die Kühlrate ist durch die Dopplerkraft selbst bestimmt. Zur Aufheizung tragen zwei Effekte bei: Wird ein Teilchen in Ruhe, also mit  $v = 0$  betrachtet, gibt es eine Restwahrscheinlichkeit der Absorption eines

Photons. Diese ist für die Photonen aus beiden Richtungen gleich groß. Dadurch entsteht ein Random-Walk im Impulsraum mit der Schrittgröße  $\hbar k$ . Die spontane Emission erzeugt, wegen ihrer isotropen Natur, ebenfalls einen Random-Walk mit der gleichen Schrittgröße. Das in Gleichung 3.6 vorgestellte Dopplerkühllimit wird bei der im Folgenden beschriebenen Kühlung von Ionenstrahlen nicht erreicht. Die Aufheizung, durch Wechselwirkungseffekte des Teilchenstrahls mit sich selbst, ist wesentlich größer als der oben beschriebene Effekt des Random-Walks, wenn mit einem schmalbandigen Laser gekühlt wird. IBS stellt dabei die hauptsächliche Quelle des Aufheizens dar [23].

### 3.2 Relativistische Ionenstrahlen

Im Folgenden werden die transversalen Temperaturen als konstant betrachtet. Eine Kopplung die stark genug ist, um eine indirekte Kühlung dieser Raumrichtungen allein durch Kühlung in longitudinaler Raumrichtung zu erreichen ist nicht trivial und in den betrachteten Speicherringen nicht gegeben [37]. Die Laserkühlung relativistischer Ionenstrahlen meint daher in dieser Arbeit explizit die Reduzierung der relativen Impulsverteilung des Ionenstrahls. Bei der Kühlung hoch energetischer Ionenstrahlen können relativistische Effekte nicht mehr vernachlässigt werden. Wir betrachten zunächst den relativistischen Dopplereffekt mit einem - wie in Abschnitt 2.2 eingeführten - Laborsystem (LS) und einem mit den Ionen bewegten System (IS). Die im Laborsystem des Lasers emittierte Frequenz  $\omega_{LS}$  wird im mitbewegten System zu [38]

$$\omega_{IS} = \omega_{LS} \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}, \quad (3.7)$$

wobei hier davon ausgegangen wird, dass sich der Laser- und der Ionenstrahl parallel oder antiparallel überlagern und  $\beta > 0$  für den gegenläufig eingestrahltten Fall gilt. Diese Verschiebung erlaubt es, atomare Übergänge, die im Ruhesystem tief im ultravioletten oder gar im Röntgenbereich liegen, mit gegenläufig eingestrahlttem Licht moderner konventioneller Laser anzusprechen. Durch die Verschiebung wird es aber unmöglich einen zweiten parallelen Laser zu nutzen, um die in Abschnitt 3.1 eingeführte dissipative Kraft aufzubringen und den Strahl zu kühlen. Wird beispielsweise die Kühlung relativistischer  $C^{3+}$  Ionen im Ionenspeicherring ESR betrachtet (vergleiche Abbildung 3.3), liegt die Wellenlänge des  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  Übergangs im Ruhesystem bei ca. 155 nm [39]. Eine relative Geschwindigkeit von  $\beta = 0,47$  führt zu einer Laborwellenlänge von 257 nm für einen antiparallel eingestrahltten Laser. Ein parallel zur Bewegungsrichtung der Ionen laufender Laser müsste dagegen eine Wellenlänge von 93 nm aufweisen. Dieser Bereich ist für leistungsstarke moderne Laser nicht zugänglich. Die transversalen Bewegungsrichtungen des Ionenstrahls sind durch die hohen Geschwindigkeiten ebenfalls nicht zugänglich.

Eine Möglichkeit, mit nur einem einzigen Laserstrahl trotzdem zu einer effizienten Kühlung zu gelangen, ist das Bündeln der Ionenstrahlen, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben. Das am Buncher anliegende elektrische RF-Feld führt zu einer Kraft  $F_{RF}$  auf die Ionen [40]

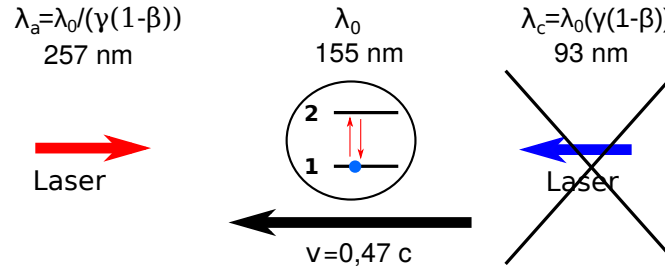


Abbildung 3.3: Durch die große Dopplerverschiebung werden vorher unzugängliche Übergänge für gegenläufiges Laserlicht erreichbar. Für parallel eingestrahktes Laserlicht führt die entstehende Blauverstimmung allerdings zu für moderne Lasersystem unzugänglichen Wellenlängen. Eingezeichnet sind die entsprechenden Werte für  $C^{3+}$  Ionen.

$$F_{RF} = \frac{2\pi}{C} \cdot q \cdot U_{RF} \cdot \sin(2\pi h s / C), \quad (3.8)$$

die von der longitudinalen Position  $s$  des Ions abhängt. Die Frequenz der resultierenden Schwingung der Ionen in longitudinaler Richtung ist wesentlich geringer als die Umlauffrequenz. Das bedeutet, dass die Ionen während einer Schwingung innerhalb des Ionenpakets mehrere Umläufe im Ring vollziehen. Für den Quotienten der beiden Frequenzen

$$Q = \frac{\omega_{syn}}{\omega_s} \quad (3.9)$$

liegen typische Werte zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-5}$  [23]. Die erste experimentelle Realisierung der Kühlung eines gebündelten Strahls mit einem einzigen Laser gelang 1995 am ASTRID Ionenspeicherring in Dänemark mit einfach geladenen Magnesium Ionen ( $^{24}\text{Mg}^+$ ) [21]. Dabei wurde ein parallel eingestrahelter Laser genutzt, da bei diesem Experiment die Dopplerverschiebung nur sehr gering war. Zum besseren Verständnis der Kühlung gebündelter Ionenstrahlen ist die Betrachtung des Phasenraums hilfreich.

In Abbildung 3.4 ist der Kühlprozess für ein einzelnes Ion dargestellt. Es wird sich in der Darstellung zur Veranschaulichung auf den harmonischen Teil des Potentials beschränkt, sodass die Trajektorie der Schwingung im Phasenraum einem Kreis entspricht. Für größere Schwingungsamplituden weichen die Trajektorien von dieser Form ab (vergleiche [24]). Das Ion bewegt sich bedingt durch die Bucketkraft auf einer geschlossenen Kurve im Phasenraum. Ein gegenläufig eingestrahelter Laser ist stark rot verstimmt. Das Ion absorbiert dann Laserlicht (in der Abbildung durch rote Kreuze markiert) zum Zeitpunkt seiner höchsten Geschwindigkeit. Die dadurch wirkende Dopplerkraft zwingt das Teilchen auf eine engere Bahn. Um weiter in Resonanz zu bleiben, muss die Frequenz des Lasers in Richtung kürzerer

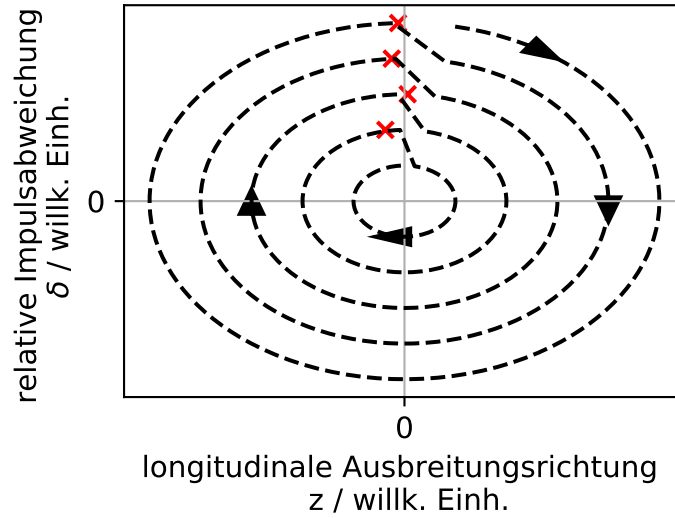


Abbildung 3.4: Wechselwirkung eines parallel eingestrahlt Lasers mit einem gebündelten Ionenstrahl (vergleiche auch [21, 22]). Das einzelne Ion läuft auf einer geschlossenen Trajektorie im Phasenraum. Durch absorbierte Laserstrahlung (rote Kreuze) und die entstehende Dopplerkraft, wird es im Phasenraum beschränkt.

Wellenlängen verschoben werden. Zur Kühlung aller Teilchen muss der Einfangbereich der Laserstrahlung im Impulsraum groß genug sein. In einem vergangenen Experiment im ESR mit relativistischen  $C^{3+}$  Ionen wurde die Frequenz des schmalbandigen cw-Lasers verschoben, um so einen möglichst großen Teil der Ionen zu kühlen [39]. Diese Methode erlaubt es, eine sehr schmale relative Impulsverteilung von  $10^{-7}$  zu erreichen [41]. Allerdings ist die Geschwindigkeit des Laserscans begrenzt. Die im Frequenzraum schmale Dopplerkraft interagiert nur mit einem geringen Teil der Ionen gleichzeitig. Dadurch ist es möglich, dass - verursacht durch IBS - Ionen aus dem Kühlbereich herausgestoßen werden. Diese müssen dann in einem erneuten Scan des Lasers eingefangen werden oder gehen für den Kühlvorgang verloren.

Weiter gibt es die Möglichkeit, Laserlicht mit einer großen Bandbreite zu nutzen. Dann ist ein Scannen des Lasers nicht mehr nötig und es können alle Geschwindigkeitsklassen an Ionen gleichzeitig gekühlt werden. Diese Methode nennt sich „white-light-cooling“ [42]. Sie wurde erfolgreich am TSR Speicherring in Heidelberg getestet [43]. Dabei wurde ein Frequenzkamm mit einer steilen Flanke im Frequenzraum eingesetzt, der mittels Mehrfachdurchgang durch einen akustooptischen Modulator erzeugt wurde [44]. Durch die ständige Interaktion des Lasers mit allen Ionen kann der Aufheizung und den Verlusten durch IBS besser entgegengewirkt werden, da die Zeiten entfallen, in denen der Laser bestimmte Geschwindigkeitsklassen nicht anspricht [43]. Bei dieser Methode sind die erreichbare End-

temperatur und die benötigte Kühlzeit abhängig von der Verstimmung der Zentralfrequenz des Lasers zur dopplerverschobenen Übergangsfrequenz der Wunschgeschwindigkeit  $v_0$  und von der relativen Impulsbreite der Laserstrahlung. Die tiefsten Temperaturen sind für schmale Impulsbandbreiten des Lasers möglich, wobei als Grenzfall die Bandbreite eines cw-Lasers gesehen werden kann. Je breiter die Frequenz des Laserlichts verteilt ist desto wärmer ist die erreichbare Endtemperatur. Eine vielversprechende Methode liegt darin, mehrere Lasersysteme kombiniert zum Einsatz zu bringen. So lassen sich die Vorteile der schmalen Endtemperatur bei der Nutzung von cw-Laserlicht und der Unterdrückung der Aufheizprozesse durch spektral breites Laserlicht gleichzeitig nutzen. Die verschiedenen Kühlmethoden sind schematisch in Abbildung 3.5 dargestellt.

Die typische relative Impulsverteilung eines ungekühlten Ionenstrahls liegt im Bereich von  $\Delta p/p = 10^{-3}$  bis  $\Delta p/p = 10^{-4}$ . Die Breite der Kühlkraft eines schmalbandigen cw-Lasers liegt im Bereich von  $10^{-8}$  [22]. Ein Pulslasersystem des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf (HZDR) wird mit Pulsen von 1 ps eine relative Impulsbreite von ca.  $3 \cdot 10^{-4}$  abdecken können. Das in dieser Arbeit vorgestellte Pulslasersystem wird eine relative Impulsbreite von ca.  $10^{-6}$  aufweisen. Durch verschiedene Kombinationen dieser Systeme kann experimentell ein optimales Setup für die Kühlung hoch geladener, schwerer, relativistischer Ionenstrahlen aufgebaut werden. Dabei sollen die verschiedenen Laser und ihre Impulsbandbreiten so eingesetzt werden, dass gleichzeitig möglichst viele Ionen bei einer effizienten IBS-Unterdrückung gekühlt werden und eine tiefe Endtemperatur des Ionenstrahls erreicht wird.

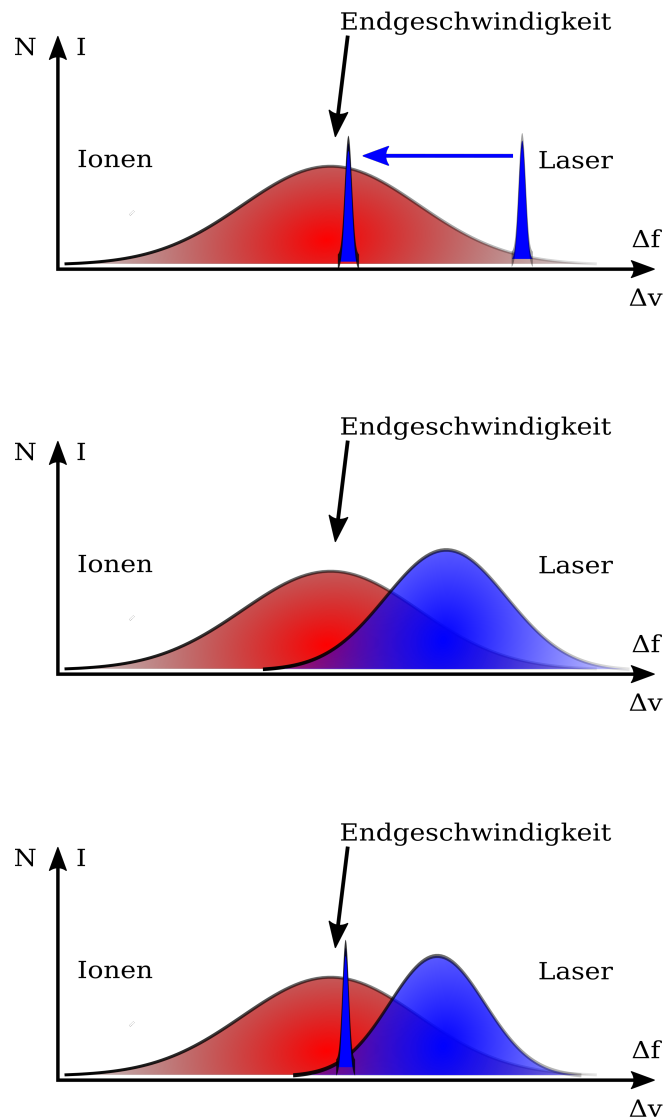


Abbildung 3.5: Die Verteilung der Ionen im Impulsraum und drei unterschiedliche Vorgehensweisen beim Kühlen: (a) Ein schmalbandiger cw-Laser wird in der Frequenz verschoben, um so alle Ionen einzufangen. (b) Ein im Frequenzraum breiter Laser kann gleichzeitig mit einer großen Bandbreite von impulsverteilten Ionen interagieren. (c) Eine Kombination aus beiden Lasern verspricht einen großen ständig verfügbaren Einfangbereich mit einer schmalen erreichbaren relativen Impulsverteilung (vergleiche auch [22]).



### 3.3 Lithium ähnliche Ionen

Lithium ähnliche Ionen eignen sich gut zur Überprüfung quantenelektrodynamischer und relativistischer Korrekturterme in den atomaren Energieniveaus [45]. In Abbildung 3.6 ist das Termschema solcher Ionen mit dem Grundzustand und den beiden niedrigsten angeregten Zuständen skizziert. Das dritte Elektron bevölkert alleine die L-Schale, sodass Untersuchungen an diesem Elektron unter großen elektrischen und magnetischen Feldstärken möglich sind [45]. Die Zustände  $2P_{1/2}$  und  $2P_{3/2}$  eignen sich durch ihr kurze Lebensdauer und die Zweiniveaustuktur der (E1)-Übergänge  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  und  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  hervorragend zur Laserkühlung.

In Abbildung 3.7 und 3.8 sind die Wellenlängen bzw. ist die Lebensdauer der beiden atomaren Übergänge  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  und  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  für Lithium ähnliche Ionen mit dem Grundzustand  $2S_{1/2}$  gegen die Kernladungszahl  $Z$  aufgetragen. Die Wellenlänge des  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  Übergangs sinkt schnell mit  $Z$  in unerreichbare Regionen. Im Folgenden wird sich daher auf den energetisch günstigeren  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  Übergang beschränkt. Durch die Auswahl des zu kühlenden Ions ist die benötigte Wellenlänge im Ruhesystem (IS) festgelegt. Es bleiben dann die Ionengeschwindigkeit und die Frequenz des verwendeten Lasers als Parameter übrig, die aufeinander abgestimmt werden können, um eine Anregung des Übergangs in antiparalleler Laserstrahlanordnung zu gewährleisten. Um eine möglichst große Bandbreite Lithium ähnlicher Ionen kühlen zu können, soll eine kurze Laserwellenlänge bereitgestellt werden. Dann kann die Ionengeschwindigkeit jeweils entsprechend angepasst werden. Gleichzeitig muss diese Wellenlänge in einem aus Perspektive der Laserentwicklung noch zugänglichen Bereich liegen. Es bietet sich an, die schon zuvor eingesetzte Wellenlänge von 257 nm zu nutzen. Diese bietet nicht nur eine große Bandbreite an möglichen zu kühlenden Elementen im SIS100, sondern kann auch in bereits bestehenden Speicherringen wie dem ESR genutzt werden. Da zur Erzeugung ultravioletter Laserstrahlung die Frequenzverdopplung grünen Laserlichts zum Einsatz kommt, kann die fundamentale Wellenlänge von 514 nm ebenfalls verwendet werden. Die benötigte relative Geschwindigkeit, um einen atomaren Übergang mit der Wellenlänge im Ruhesystem  $\lambda_{IS}$  mit Hilfe einer Laserwellenlänge im Laborsystem  $\lambda_{LS}$  ansprechen zu können, berechnet sich zu

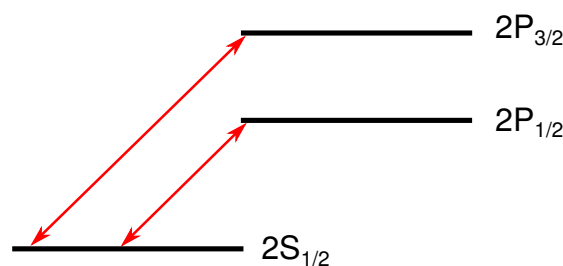


Abbildung 3.6: Termschema Lithium ähnlicher Ionen mit dem Grundzustand  $2S_{1/2}$ ; Die beiden elektrischen Dipolübergänge (E1)  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  und  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  eignen sich zur Kühlung der Ionen.

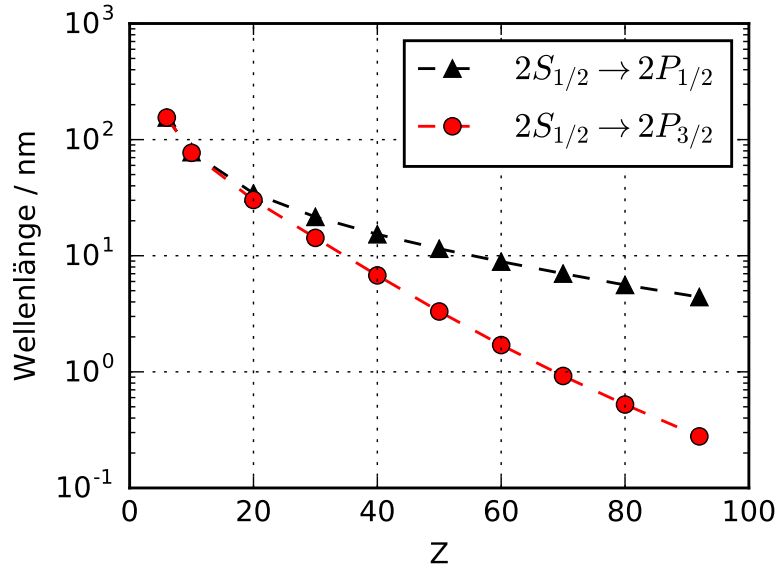


Abbildung 3.7: Die Wellenlänge der beiden atomaren Übergänge  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  und  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  für Lithium ähnliche Ionen mit dem Grundzustand  $2S_{1/2}$  aufgetragen gegen die Kernladungszahl  $Z$ : Die Daten sind entnommen aus [46]. Der Energieabstand der Zustände  $2P_{1/2}$  und  $2P_{3/2}$  steigt mit der Kernladungszahl. Dargestellt sind die Lithium ähnlichen Ionen von  ${}^6\text{C}^{3+}$  bis  ${}^{92}\text{U}^{89+}$ .

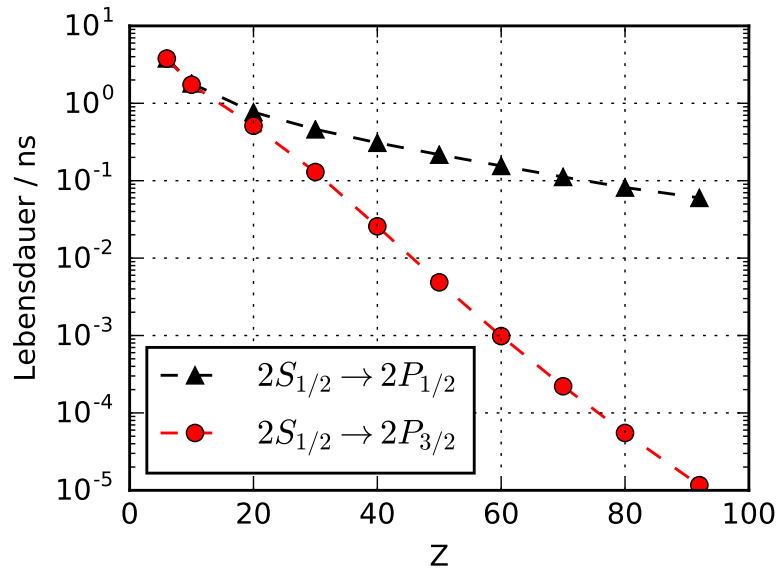


Abbildung 3.8: Die Lebensdauer der beiden atomaren Übergänge  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  und  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  für Lithium ähnliche Ionen mit dem Grundzustand  $2S_{1/2}$  aufgetragen gegen die Kernladungszahl  $Z$ : Die Daten sind entnommen aus [46]. Dargestellt sind die Lithium ähnlichen Ionen von  ${}^6\text{C}^{3+}$  bis  ${}^{92}\text{U}^{89+}$ .

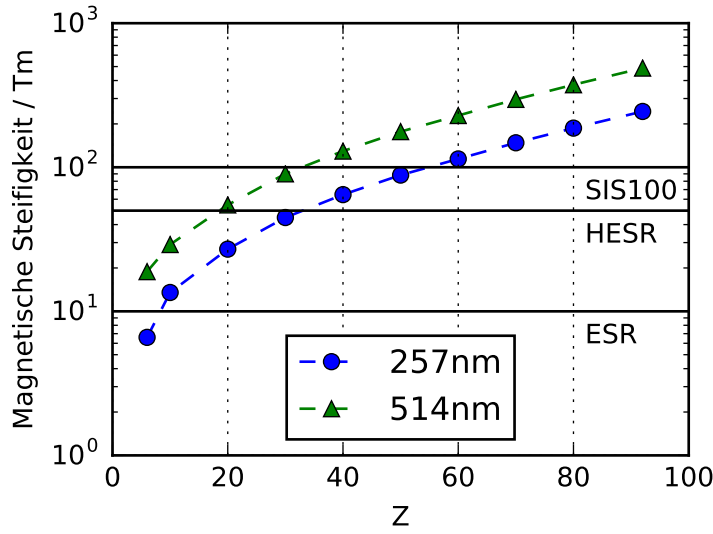


Abbildung 3.9: Die benötigte magnetische Steifigkeit, um die Ionen bei Geschwindigkeiten zu speichern, die zur Dopplerverschiebung notwendig sind. Die Limitierung durch die Beschleunigeranlagen sind durch horizontale Linien gekennzeichnet. Dargestellt sind die Lithium ähnlichen Ionen von  ${}^6\text{C}^{3+}$  bis  ${}^{92}\text{U}^{89+}$ . Beschreibung im Text.

$$\beta = \frac{\lambda_{LS}^2 - \lambda_{IS}^2}{\lambda_{LS}^2 + \lambda_{IS}^2}. \quad (3.10)$$

Daraus ergibt sich die magnetische Steifigkeit der Beschleunigeranlage, die benötigt wird, um den  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  Übergang mit der entsprechenden Laserwellenlänge anzuregen, wenn der Laser antiparallel eingestrahlt wird

$$B\rho = \frac{mc}{q} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (3.11)$$

In Abbildung 3.9 ist diese für die Anregung mittels grünen (514 nm) oder ultravioletten (257 nm) Laser gegen die Kernladungszahl Z der verschiedenen Ionen aufgetragen.

Es ist zu erkennen, dass sich im ESR kein Lithium ähnliches Ion finden lässt, das sich mit Licht bei 514 nm kühlen lässt, weshalb in vorangegangenen Experimenten die UV-Wellenlänge gewählt wurde. In dem Ionenspeicherring HESR und dem Ionensynchrotron SIS100 sind dagegen eine große Bandbreite an Ionen für eine Kühlung mit dieser Wellenlänge zugänglich. Das schwerste stabile Ion ( ${}^{92}\text{U}^{89+}$ ) wäre in der ursprünglich geplanten SIS300 Anlage mit

einer magnetischen Steifigkeit von 300 Tm zugänglich gewesen. Im SIS100 hingegen wird eine Kühlung dieses Ions mittels Laserlicht bei 257 nm nicht möglich sein.

### 3.4 Anforderungen

Im Hinblick auf die Laserentwicklung ist es natürlich wichtig zu wissen, wie viel Leistung notwendig ist, um ein effizientes Kühlen des Ionenstrahls zu gewährleisten. Daher werden im Folgenden notwendige Intensitäten für die Kühlung mittels kontinuierlichen und gepulstem Laserlicht berechnet.

#### CW-System

Für relativistische Ionen ergibt sich nicht nur eine Dopplerverschiebung für antiparallele Laserstrahlung, die kurzwellenlängige Übergänge überhaupt erst zugänglich macht. Es transformiert sich auch die benötigte Sättigungsintensität des Kühlübergangs  $I_s^{IS}$  im Laborsystem zu [22]

$$I_s^{LS} = I_s^{IS} \cdot \frac{1}{\gamma^2(1+\beta)^2} = \frac{\pi \hbar c}{3\lambda_{LS}^3 \tau^{IS}} \cdot \gamma(1+\beta) \quad (3.12)$$

mit der Wellenlänge des Kühlübergangs im Laborsystem  $\lambda_{LS}$  und der Lebensdauer des angeregten Zustandes im Ruhesystem der Ionen  $\tau^{IS}$ . Die benötigte Sättigungsintensität, die im Laborsystem aufgebracht werden muss, sinkt mit steigender Ionengeschwindigkeit. In Abbildung 3.10 ist die Abhängigkeit der Sättigungsintensität im Laborsystem gegen die relative Ionengeschwindigkeit, wie in Gleichung 3.13 beschrieben, aufgetragen

$$I_s^{LS} = I_s^{IS} \cdot \left( \frac{\lambda_{IS}}{\lambda_{LS}} \right)^3 \cdot \gamma(1+\beta) = I_s^{IS} \cdot \left( \frac{1-\beta}{1+\beta} \right)^{3/2} \cdot \gamma(1+\beta). \quad (3.13)$$

Das macht die Kühlung mittels Laserlicht für hochenergetische Ionenstrahlen attraktiv. Gleichzeitig steigt die benötigte Sättigungsintensität für Lithium ähnliche Ionen mit der Kernladungszahl  $Z$ , da sowohl die Wellenlänge als auch die Lebensdauer im Ruhesystem sinken. Aus den Daten aus den Abbildungen 3.7 und 3.8 kann dann mit Hilfe der Gleichungen 3.10, 3.11 und 3.12 die benötigte Sättigungsintensität für verschiedene Ionen berechnet werden. Diese ist in Abbildung 3.11 gegen die magnetische Steifigkeit aufgetragen, die benötigt wird, um den Kühlübergang durch ausreichende Dopplerverschiebung zu erreichen. Aus der Darstellung wird deutlich, dass die Anforderungen an die Laserleistung für hoch geladene Ionen schnell steigt. So beträgt die Sättigungsintensität im Laborsystem für das im ESR mit 257 nm gekühlte  ${}^6\text{C}^{3+}$  Ion lediglich  $0,534 \text{ W/cm}^2$ , während das schwerste im SIS100 zugängliche Ion  ${}^{54}\text{Xe}^{51+}$  eine Sättigungsintensität von  $160 \text{ W/cm}^2$  bei einer Wellenlänge von 257 nm benötigt. Dadurch ergeben sich erhebliche Steigerungen an die geforderte ultraviolette Ausgangsleistung eines zum Einsatz kommenden cw-Lasersystems.

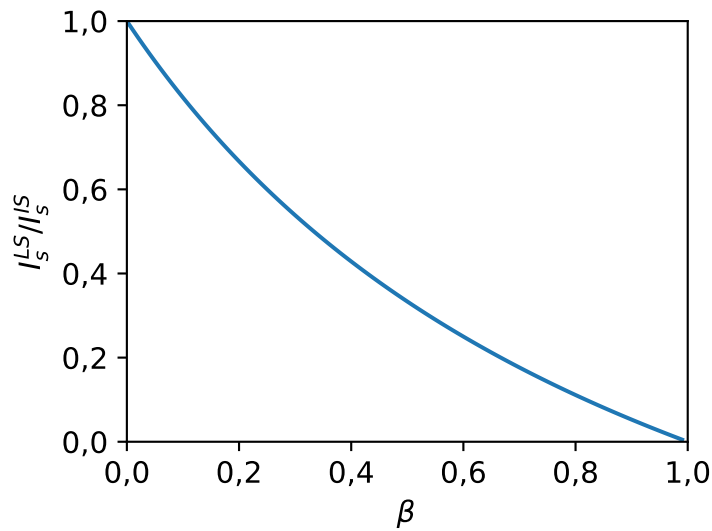


Abbildung 3.10: Die Sättigungsintensität im Laborsystem (LS) sinkt im Verhältnis zur Sättigungsintensität im Ruhesystem des Ions (IS) mit steigender Ionengeschwindigkeit. Beschreibung im Text.

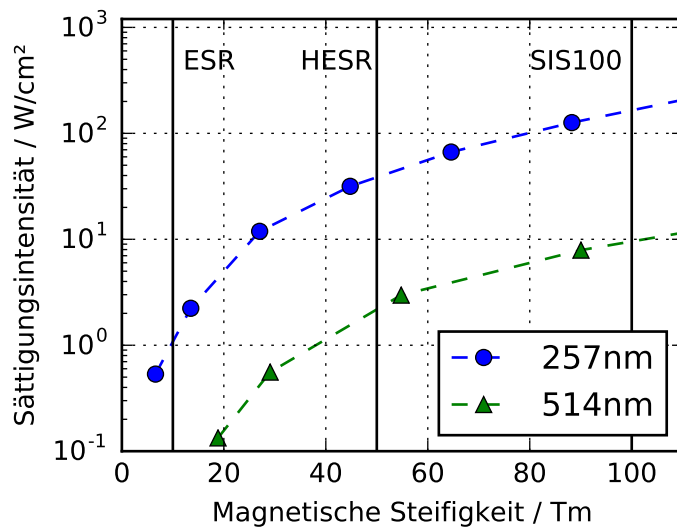


Abbildung 3.11: Die Sättigungsintensität des  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{1/2}$  Übergangs für Lithium ähnliche Ionen in Abhängigkeit der benötigten magnetischen Steifigkeit, um den Übergang mittels 514 nm bzw. 257 nm Laserlicht anzuregen. Die vertikalen Linien verdeutlichen die Limitierung durch die jeweilige Beschleunigeranlage. Dargestellt sind die Lithium ähnlichen Ionen bis  $Z = 50$  für 257 nm bzw.  $Z = 30$  für 514 nm. Beschreibung im Text.

### Gepulstes System

Wird die Kühlung mittels gepulstem, spektral breitem Laserlicht betrachtet, ergeben sich andere spezifische Anforderungen. Zur Berechnung der optimalen Pulsintensität werden Pulse betrachtet, die wesentlich kürzer als die Lebensdauer des atomaren Übergangs sind. Dann lässt sich die spontane Emission während der Anregung vernachlässigen und eine vollständige Besetzung des oberen Zustandes ist möglich. Die optimale Intensität, um eine vollständige Anregung aller Ionen in den  $2P_{1/2}$  Zustand zu erreichen, lautet [22]

$$I_{opt,peak}^{LS} = I_s^{LS} \cdot \left( \frac{\tau^{IS}}{\sigma_t^{IS}} \right)^2. \quad (3.14)$$

mit der im Ruhesystem der Ionen (IS) verkürzt erscheinenden Pulslänge

$$\sigma_t^{IS} = \sigma_t^{LS} \cdot \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}. \quad (3.15)$$

Gleichung 3.14 lässt sich dann schreiben als

$$I_{opt,peak}^{LS} = \frac{\pi^2 \hbar c}{6\lambda_{LS}^3} \cdot \frac{(1+\beta)^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{\tau^{IS}}{(1-\beta)} \cdot \left( \frac{1}{\sigma_t^{LS}} \right)^2. \quad (3.16)$$

Es ist zu erkennen, dass sich die benötigte Intensität reziprok zur dritten Potenz der verwendeten Laborwellenlänge und zum Quadrat der Pulslänge im Laborsystem verhält.

Die Repetitionsrate des gepulsten Lasers sollte mindestens so groß wie die Umlauffrequenz der Ionen im Speicherring sein, um bei jedem Umlauf einen Absorptions-Emissions-Zyklus erzeugen zu können. Ausgehend von der Kühlung Lithium ähnlichen Kohlenstoffs im ESR Speicherring muss die Repetitionsrate also mindestens 1 MHz betragen. Die Kühlkraft ist proportional zur Streurrate, d.h. prinzipiell ist eine möglichst hohe Repetitionsrate gewünscht, um die Kühlkraft zu erhöhen. Dabei ist es nicht zwingend notwendig, kann aber von Vorteil sein, die Laserpulse und die Umlauffrequenz der Buckets zu synchronisieren [23]. Nach oben wird die Repetitionsrate dann lediglich durch den Tastgrad und durch die benötigte Spitzenintensität des einzelnen Pulses, wie sie in Abbildung 3.12 dargestellt ist, limitiert. Das gepulste Lasersystem, das in Kapitel fünf vorgestellt wird, besitzt eine maximale Repetitionsrate von 10 MHz bei einer wählbaren Pulslänge zwischen 50 ps und 735 ps. Das entspricht einer Breite der Kühlkraft von ca.  $5 \cdot 10^{-6}$  bis ca.  $5 \cdot 10^{-7}$ .

In Abbildung 3.12 ist die optimale Spitzenintensität für gepulste Laserstrahlung aufgetragen gegen die magnetische Steifigkeit, die notwendig ist um das entsprechende Ion mittels 257 nm bzw. 514 nm anzusprechen. Wie erwartet ist die benötigte Intensität im ultravioletten Bereich wesentlich größer. Gleichzeitig steigt die benötigte Intensität, wenn die Pulslänge

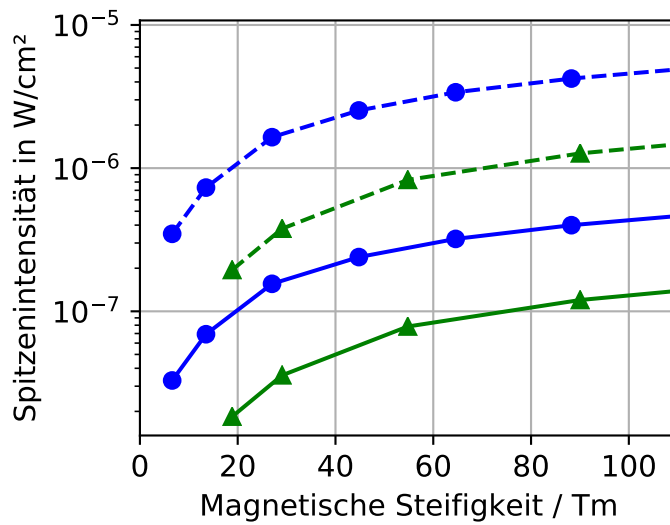


Abbildung 3.12: Optimale Spitzenintensität, um mit gepulster Strahlung den Zustand  $2S_{1/2}$  vollständig zu besetzen: Die Punkte (blau) repräsentieren die Werte berechnet für eine Laborwellenlänge von 257 nm, gestrichelt für eine Pulslänge von 70 ps und durchgezogen für eine Pulslänge von 740 ps. Als Dreiecke (grün) sind die entsprechenden Werte für eine Anregung mittels 514 nm aufgetragen. Beschreibung im Text.

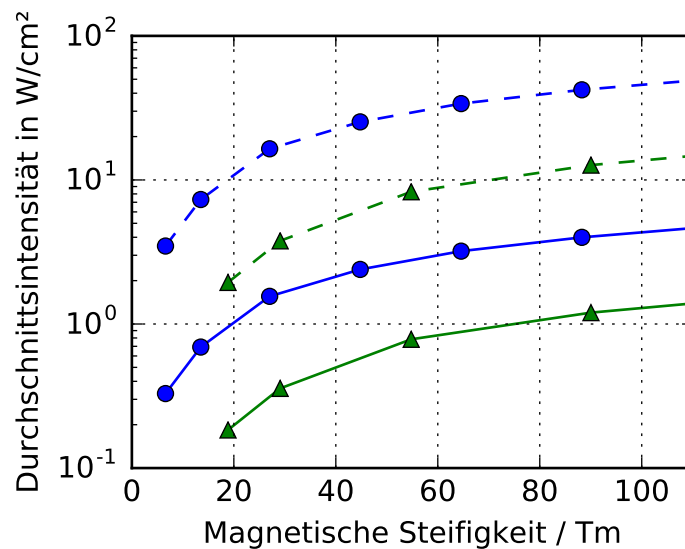


Abbildung 3.13: Optimale durchschnittliche Intensität, um mit gepulster Strahlung den Zustand  $2S_{1/2}$  vollständig zu besetzen: Die Punkte (blau) repräsentieren die Werte berechnet für eine Laborwellenlänge von 257 nm, gestrichelt für eine Pulslänge von 70 ps und durchgezogen für eine Pulslänge von 740 ps. Als Dreiecke (grün) sind die entsprechenden Werte für eine Anregung mittels 514 nm aufgetragen. Beschreibung im Text.

Tabelle 3.1: Überblick über die schwersten Lithium ähnlichen Ionen, die in ESR, HESR und SIS100 mit einer Laserwellenlänge von 257 nm zugänglich sind, und die benötigte Sättigungsintensität bzw. durchschnittliche Intensität eines gepulsten Lasers.

	Ion	$B\rho$	$I_s^{LS}$	$I_{avg}^{LS}$ (740 ps)	$I_{avg}^{LS}$ (70 ps)
ESR	$N^{4+}$	8,6 Tm	$0,85 \text{ Wcm}^{-2}$	$0,42 \text{ Wcm}^{-2}$	$4,46 \text{ Wcm}^{-2}$
HESR	$Ge^{29+}$	49,6 Tm	$37,2 \text{ Wcm}^{-2}$	$2,56 \text{ Wcm}^{-2}$	$27,0 \text{ Wcm}^{-2}$
SIS100	$Xe^{51+}$	99,2 Tm	$160 \text{ Wcm}^{-2}$	$4,30 \text{ Wcm}^{-2}$	$45,5 \text{ Wcm}^{-2}$

Tabelle 3.2: Überblick über die schwersten Lithium ähnlichen Ionen, die in ESR, HESR und SIS100 mit einer Laserwellenlänge von 514 nm zugänglich sind, und die benötigte Sättigungsintensität bzw. durchschnittliche Intensität eines gepulsten Lasers.

	Ion	$B\rho$	$I_s^{LS}$	$I_{avg}^{LS}$ (740 ps)	$I_{avg}^{LS}$ (70 ps)
ESR	–	–	–	–	–
HESR	$17^{14+}$	48,4 Tm	$2,03 \text{ Wcm}^{-2}$	$0,66 \text{ Wcm}^{-2}$	$6,94 \text{ Wcm}^{-2}$
SIS100	$Ge^{29+}$	99,7 Tm	$9,30 \text{ Wcm}^{-2}$	$1,28 \text{ Wcm}^{-2}$	$13,5 \text{ Wcm}^{-2}$

sinkt. Unter Berücksichtigung der Repetitionsrate  $f_{rep}$  und der Pulslänge des Lasers lässt sich die notwendige durchschnittliche Intensität berechnen

$$I_{avg}^{LS} = f_{rep} \cdot \sigma_t^{LS} \cdot I_{opt,peak}^{LS} \quad (3.17)$$

$$I_{avg}^{LS} = f_{rep} \frac{\pi^2 \hbar c}{6\lambda_{LS}^3} \cdot \frac{\tau^{IS}}{\sigma_t^{LS}} \cdot \frac{(1+\beta)^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1}{(1-\beta)} \quad (3.18)$$

Es wird von einer Repetitionsrate des Lasers von 10 MHz ausgegangen. Die so berechnete optimale durchschnittliche Intensität ist in Abbildung 3.13 dargestellt.

In Tabelle 3.1 bzw. 3.2 sind die gewonnenen Erkenntnisse über die Anforderungen an die Leistung für kontinuierliche und gepulste Strahlung bei 257 nm bzw. 514 nm zusammengefasst.



Sollen die Anforderungen an die Lasersysteme zur Ionenstrahlkühlung im SIS100 der erfolgreichen Kühlung von  $C^{3+}$ -Ionen im ESR gegenüber gestellt werden, muss die Größe des Laserstrahls als Parameter berücksichtigt werden. Die hier herangezogenen Simulationen gehen stets von einem vollständigen Überlapp aus Ionen- und Laserstrahl aus und legen zudem ein Flat-Top Strahlprofil des Lasers zugrunde [22]. Beides entspricht nicht der experimentellen Realität. Bei der erfolgreichen Kühlung der Kohlenstoffionen wurde eine deutliche Fokussierung in die Überlagerungszone gewählt, die Strahltaile betrug  $250\text{ }\mu\text{m}$  [41]. Es fehlen allerdings systematische Untersuchungen, welchen Einfluss diese Tatsache auf die Kühldauer und das Verhältnis an gekühlten zu verlorengegangenen Ionen hat. Prinzipiell gilt zu berücksichtigen, dass die transversale Größe des Ionenstrahls im SIS100 mit einem Durchmesser von 20 mm den Durchmesser von maximal 5 mm im ESR deutlich übersteigen wird [47].

Von Seiten der Laserentwicklung sind die Anforderungen also, höchstmögliche Leistungen im UV bereitzustellen. Die quantitativen Aussagen zu erreichbaren Leistungen finden sich in den beiden Kapiteln zur Laserentwicklung.



## Kapitel 4

### Das kontinuierlich emittierende Lasersystem

Erste Experimente zur Laserkühlung relativistischer  $C^{3+}$ -Ionen am ESR Speicherring des GSI Helmholtzzentrums wurden mit frequenzverdoppelten Argonionenlasern durchgeführt [41]. Diese Laser sind in der Lage, mehrere Watt einzelmodiges, kontinuierliches (engl. continuous wave, cw) Licht bei 514 nm zu emittieren. Ein Nachteil dieser Laser besteht in ihrer nur sehr geringen modensprungfreien Durchstimmbarkeit. So war während einer Strahlzeit 2006 eine Verstimmung des Lasers um 500 MHz möglich, sodass bei 257 nm eine Frequenzänderung von 1 GHz erreicht wurde [41]. Eine weitere Verstimmung war nicht möglich, da die Lasertätigkeit sonst zu unerwünschten Nebenmoden gesprungen wäre.

Als Ersatz für die Argonionenlaser wurde ein kontinuierlich emittierendes Lasersystem im Rahmen der Dissertation von Dr. Tobias Beck aufgebaut [48]. Dieser Laser ist in der Lage, bei der fundamentalen Wellenlänge von 1028 nm über mehr als 20 GHz ohne Modensprung verstimmt zu werden. Eine Besonderheit stellt zudem die modensprungfreie Durchstimmbarkeit bei der resultierenden Wellenlänge von 257 nm über einen Bereich von bis zu 16 GHz mit einer Scanfrequenz von bis zu 50 Hz dar [49].

Da letzteres System in einer vorangegangenen Strahlzeit 2012 seine Funktionalität bewiesen hat [39], ergab sich die Aufgabe, das System durch weitere Optimierungen benutzerfreundlicher zu gestalten, um einer „turn-key“ Handhabung näher zu kommen. Zusätzlich haben neue Berechnungen zur Kühlung relativistischer, hoch geladener, schwerer Ionenstrahlen im SIS100 gezeigt, dass eine höhere ultraviolette Ausgangsleistung des cw-Systems notwendig ist (siehe Abschnitt 3.4). Letztere Aufgabe geht einher mit der Lösung der Degradierungsproblematik, die bei der UV-Erzeugung mittels BBO auftritt und die Ausgangsleistung und deren Dauerhaftigkeit beschränkt [50]. Das System zeichnet sich durch eine sehr schnelle weite modensprungfreie Durchstimmbarkeit aus. Diese wird durch eine Stabilisierung des

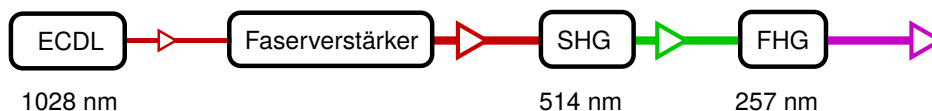


Abbildung 4.1: Funktionale Übersicht des cw-Lasersystems: Ein ECDL stellt schmalbandiges Laserlicht bei 1028 nm zur Verfügung. Die Leistung dieses Lichts wird in einem Faserverstärker vergrößert. Anschließend wird das Licht durch Frequenzverdopplung zu 514 nm und schließlich zu 257 nm frequenzkonvertiert.

Masteroszillators auf einen zweiten Oszillator erreicht. Hierzu wird der zusätzliche Laser mittels Wellenlängenmessgerät (engl. wavelength-meter, WLM) auf eine fixe Wellenlänge stabilisiert. Ein Teil der Leistung beider Laser wird überlagert, um ein Schwebungssignal zu erzeugen. Dieses kann genutzt werden, um den ersten Masteroszillator auf den zweiten Laser zu stabilisieren. Durch diese Technik ist eine besonders schnelle Verstimmbarekeit des Masteroszillators möglich. Als Oszillatoren kommen jeweils Diodenlaser mit externem Resonator (engl. external-cavity-diode-laser, ECDL) zum Einsatz. Um die schnelle Durchstimmbarekeit auch für die Frequenzkonversionen zu gewährleisten, sind die beiden verwendeten Überhöhungsresonatoren mit jeweils zwei Piezoaktoren ausgestattet. Jeweils einer der Aktoren wird zur Stabilisierung des Resonators genutzt. Der jeweils zweite Piezokristall erhält die verstärkte Spannungsrampe, die zum Verfahren des ECDL Gitters verwendet wird. Auf diese Weise bleiben die Resonatoren auch bei der schnellen Verstimmung mit dem Masteroszillator resonant. Im weiteren Verlauf wird auf die Darstellung des zweiten ECDLs und der Offset-Stabilisierung verzichtet, da die nachfolgenden Optimierungen diesen Teil des Systems nicht betreffen. Für eine detaillierte Charakterisierung und Beschreibung dieses Aufbaus sei auf die entsprechenden Publikationen verwiesen [48, 49].

Das Lasersystem, das zur Bereitstellung der kontinuierlichen UV-Strahlung genutzt wird, besteht aus vier Teilen:

- dem Masteroszillator,
- dem Faserverstärker,
- der ersten Frequenzverdopplung,
- der zweiten Frequenzverdopplung.

Der ECDL emittiert bei einer Wellenlänge von 1028 nm ungefähr 100 mW Laserlicht, wobei die exakte Ausgangsleistung vom einstellbaren Feedback abhängt. Dieses Laserlicht ist gekennzeichnet durch eine schmale Linienbreite und eine räumliche und longitudinale Einzelmode [51]. Da die Ausgangsleistung des ECDL zu niedrig ist, wird diese als Seed für einen optischen Verstärker genutzt. Hier kommt ein Ytterbium dotierter Faserverstärker zum Einsatz. Anschließend wird das infrarote Licht mittels nichtlinearer Frequenzverdopplung zu einer Wellenlänge von 514 nm konvertiert. Zum Schluss wird dieser Vorgang wiederholt und das grüne Laserlicht zu 257 nm konvertiert.

An drei Stellen des Systems wurden tiefgreifende Änderungen bzw. Optimierungen durchgeführt, auf die in diesem Kapitel eingegangen werden soll:

- Es wurde die Ausgangsleistung des Faserverstärkers erhöht und gleichzeitig die Stabilität verbessert, sodass auf eine Leistungsstabilisierung verzichtet werden kann.
- Um die Komplexität des Systems zu verringern, wurde der Überhöhungsresonator der Frequenzverdopplung 1028 nm → 514 nm durch einen Aufbau mit periodisch gepoltem Kristall im Einzeldurchgang ersetzt.

- Da die vorhandene ultraviolette cw-Leistung zum einen nicht ausreichend ist, um schwerere Elemente am SIS100 zu kühlen und zum anderen durch die Degradierung des nichtlinearen Kristalls limitiert ist, wurde ein neuer elliptisch fokussierender Überhöhungsresonator entwickelt, der es erlaubt, die Ausgangsleistung bei 257 nm erheblich zu steigern.

## 4.1 Der Faserverstärker

Bereits kurz nach der Erfindung der modernen optischen Glasfaser wurden optische Faserverstärker entwickelt [52–54]. Dabei sind Dotierungen mit Elementen aus der Gruppe der seltenen Erden üblich, um ein aktives Medium bereit zu stellen [55]. Solche Verstärker eignen sich hervorragend, um geringe Seedleistungen effizient und unter Erhaltung der spektralen Charakteristik zu verstärken [56]. Mit Hilfe eines zusätzlichen Lasers als Pumpe wird eine Besetzungsinversion erzeugt und das zu verstärkende Licht ruft die induzierte Emission hervor.

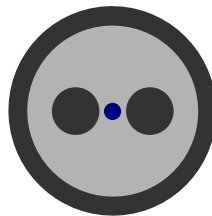


Abbildung 4.2: Querschnitt einer polarisationserhaltenden Doppelmantelfaser mit Panda Geometrie: In der Mitte liegt der dotierte Einzelmodenkern. Darum befindet sich der erste Fasermantel, in den die Stresselemente eingebracht sind. Ganz außen befindet sich der zweite Fasermantel.

Im Rahmen immer höherer Ausgangsleistungen können Doppelmantelfasern verwendet werden [57]. Dadurch ist es möglich, Licht leistungstarker Diodenbarren, das nicht in Einzelmodenfasern gekoppelt werden kann, zum Pumpen einzusetzen. In Abbildung 4.2 ist der Querschnitt einer Doppelmantelfaser in Panda Geometrie dargestellt, wie sie in diesem System eingesetzt wird. Der Seed wird bei solchen Fasern im dotierten Kern geleitet, während der Pumplaser im ersten, multimodigen Mantel geführt wird. Die Absorption der Pumpstrahlung im Kern ist dabei stark von der jeweiligen Mode abhängig. Daher ist es sinnvoll die Symmetrie der sonst runden Fasern zu brechen [55]. Bei polarisationserhaltenden Doppelmantelfasern liegen die Stresselemente im ersten Fasermantel. Dies reicht aus, um helikale Moden im ersten Mantel zu unterdrücken und somit eine ausreichende Absorption der Pumpe im Kern zu erreichen [58]. Die beiden eingebrachten Stresselemente bestehen aus Material mit leicht unterschiedlicher thermischer Ausdehnung im Vergleich zum Glas des Mantels [59, 60]. Es entsteht mechanische Spannung im Kern, die wiederum eine starke Doppelbrechung induziert. So entstehen zwei Achsen mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Die langsame Achse liegt für gewöhnlich parallel zu den Stresselementen. Für linear

polarisiertes Licht, das entlang dieser oder parallel zur orthogonalen Achse eingekoppelt wird, kann dann die Polarisation erhalten werden.

#### 4.1.1 Ytterbium dotierte Faserverstärker

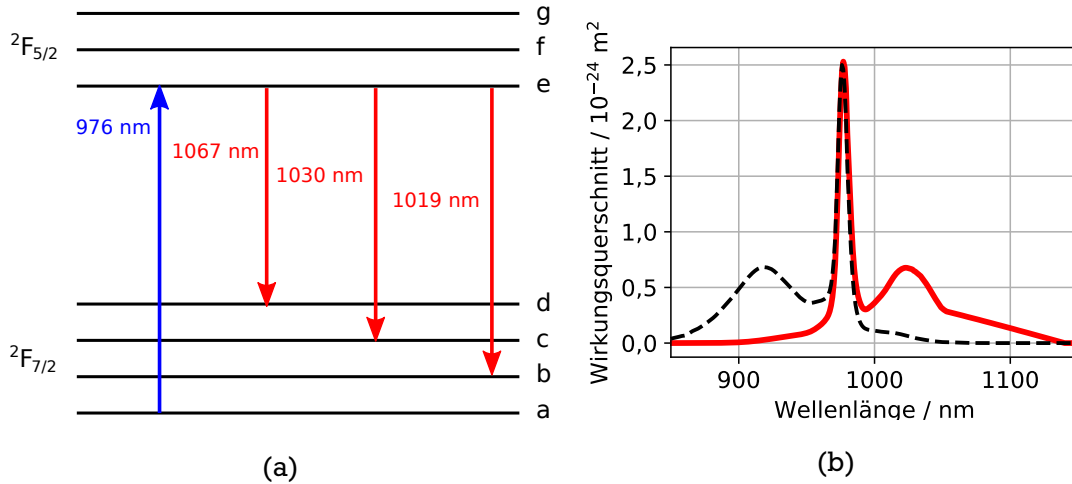


Abbildung 4.3: (a) Dargestellt ist das relevante Termschema Ytterbiums mit dem Grundzustand  $^2F_{7/2}$  und dem angeregten Zustand  $^2F_{5/2}$ , (b): Die resultierenden Emissionsquerschnitte (rot durchgezogen) und Absorptionsquerschnitte (schwarz gestrichelt) für die eingesetzte Verstärkerfaser. Die Daten wurden bereitgestellt von nLIGHT Inc.

Ytterbium eignet sich im infraroten Bereich zwischen 1000 nm und 1100 nm hervorragend als Laser- und Verstärkermedium. Der Grund hierfür liegt im relevanten Energieschema, das in Abbildung 4.3 (a) dargestellt ist. Dieses besteht lediglich aus zwei Zuständen, sodass eine Absorption aus dem angeregten Zustand heraus nicht möglich ist. Der Quantendefekt für die gewählten Pump- und Verstärkerübergänge ist klein, was eine hohe Effizienz erlaubt und die Erwärmung des Mediums beschränkt [61]. Die Feinstruktur-aufgespaltenen Zustände  $^2F_{7/2}$  und  $^2F_{5/2}$  erfahren durch lokale elektrische Felder im Wirtsmaterial jeweils eine Stark-Aufspaltung. Daher gestaltet sich das Absorptions- und Emissionsspektrum für Ytterbium dotierte Glasfasern und YAG-Kristalle leicht unterschiedlich [62]. Die für die Verstärker- bzw. Lasertätigkeit relevanten Übergänge  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  haben eine Lebensdauer von ca. 1 ms, während die durch die Stark-Aufspaltung entstehenden Niveaus eine Lebensdauer von weniger als 1 ns besitzen und nichtstrahlend zerfallen [63]. Durch den geringen energetischen Abstand der aufgespaltenen Zustände kommt es zur Besetzung des Zustands b bei Raumtemperatur. Je nach genutzter Wellenlänge bildet sich dadurch ein aktives Medium mit Drei- oder Vierniveau Schema [61]. In Abbildung 4.3 (b) sind das Absorptions- und Emissionsspektrum für die in Abschnitt 4.1.2 verwendete Ytterbium dotierte Glasfaser dargestellt. Wegen der endlichen Besetzung des Zustands b kann unter Kühlung des Verstärkermediums

eine Effizienzsteigerung bei kurzen stark absorbierten Wellenlängen möglich werden [64, 65].

Ytterbium dotierte Faserverstärker erleben seit einigen Jahren einen rasanten Aufstieg, wobei dies den Hochleistungsbereich in der Industrie genauso betrifft wie den Hochpräzisionsbereich in der Wissenschaft [57, 66–68]. Singlemode Faserverstärker mit einer Ausgangsleistung im Kilowattbereich sind bereits möglich, wobei Effekte wie die Selbstphasenmodulation (SPM) und die stimulierte Brillouin-Streuung (SBS) die Ausgangsleistung limitieren oder das Spektrum verbreitern können [69].

#### 4.1.2 Der Aufbau des Masteroszillator-Faserverstärkersystems

In Abbildung 4.4 ist der Aufbau des Masteroszillators und des verwendeten Ytterbium dotierten Faserverstärkers dargestellt. Am ECDL wurden keine Änderungen durchgeführt, weshalb auf eine Beschreibung des Aufbaus verzichtet wird. Die Beschreibung des Aufbaus kann der Dissertation von Dr. Tobias Beck entnommen werden [48].

Der ECDL wird mit einer Fabry-Pérot-Laserdiode betrieben, um eine möglichst hohe Ausgangsleistung zu erreichen. Auf die Offset-Stabilisierung wurde während der Entwicklung verzichtet und der ECDL wurde direkt auf das WLM stabilisiert. Hierzu wird ein kleiner Teil des Lichts in eine Einzelmodenfaser eingekoppelt und zum Wellenlängenmessgerät<sup>1</sup> geleitet. Dieses erlaubt eine Bestimmung der Frequenz des Lasers mit einer absoluten Genauigkeit von 60 MHz<sup>2</sup>. Der Messwert des WLM wird als Regelgröße für einen softwarebasierten PI-Regler genutzt, der in einem LabView-VI implementiert ist. Im ursprünglichen Aufbau wurde das Regelsignal als analoge Spannung über ein BNC-Kabel an den externen Modulationseingang des Piezoverstärkers<sup>3</sup> geleitet. Das Spannungssignal wurde mittels einer Digital-Analog-Wandler-Karte<sup>4</sup> erzeugt und über einen BNC-Anschlussblock<sup>5</sup> ausgegeben. Der analoge Modulationseingang des Piezoverstärkers zeigte eine große Störanfälligkeit. Um die Störungen des analogen Modulationseingangs zu vermeiden, wurde stattdessen das Signal direkt vom Laborrechner an den seriellen RS-232 Eingang des Verstärkers geleitet. Hier ergab sich das Problem, dass die Genauigkeit des ausgegebenen Spannungssignals auf zwei Nachkommastellen reduziert werden musste, da es sonst zu einem Pufferüberlauf und damit verbunden zu Aussetzern in der Wellenlängenstabilisierung kam. Aus diesem Grund wird ein neuer Piezoverstärker<sup>6</sup> eingesetzt, der über einen USB-Port verfügt. Dadurch lässt sich die Störanfälligkeit des analogen Eingangs und der Pufferüberlauf des seriellen RS-232 Eingangs vermeiden.

Der ECDL ist durch insgesamt zwei Faraday-Isolatoren vor unerwünschtem Feedback geschützt. Die Stabilität des ECDLs wird zusätzlich erhöht, indem eine aktive Regelung des internen auf den externen Resonator zum Einsatz kommt. Hierzu wird die optische Weg-

<sup>1</sup>WS7-60, HighFinesse GmbH, [www.highfinesse.com](http://www.highfinesse.com)

<sup>2</sup>bezogen auf eine 3- $\sigma$  Umgebung

<sup>3</sup>MDT693A, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>4</sup>PCI-6221, National Instruments Inc., [www.ni.com](http://www.ni.com)

<sup>5</sup>BNC-2110, National Instruments Inc., [www.ni.com](http://www.ni.com)

<sup>6</sup>MDT693B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

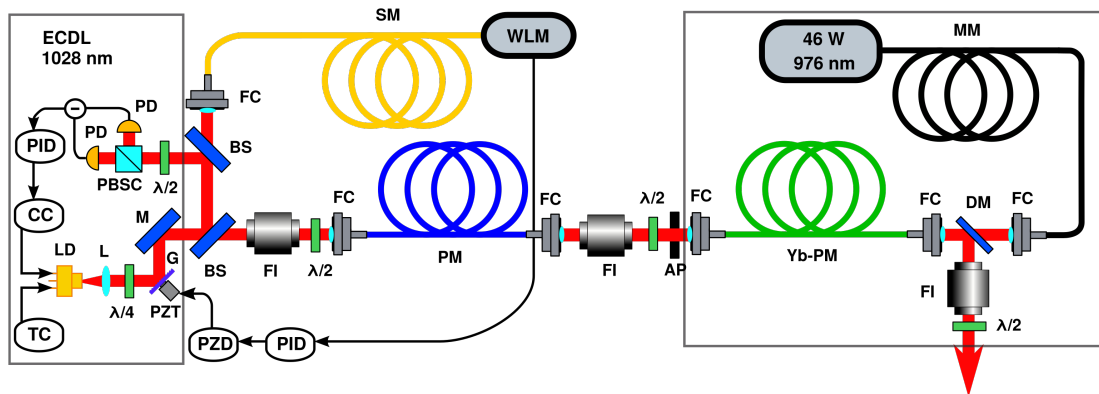


Abbildung 4.4: Aufbau des Masteroszillators und des sich anschließenden Faserverstärkers. Beschreibung im Text. AP: Apertur, BS: Beamsampler, CC: Stromtreiber, DM: dichroitischer Spiegel, FC: Faserkoppler, FI: Faraday-Isolator, G: Reflektionsgitter, M: Spiegel, MM: Multimodeglasfaser, L: Linse, LD: Laserdiode, PBSC: Polarisationsstrahlteilerwürfel, PD: Photodiode, PM: polarisationserhaltende Glasfaser, PZD: Piezotreiber, PZT: Piezoaktor, SM: Singlemodeglasfaser, Yb-PM: Ytterbium dotierte, polarisationserhaltende Glasfaser,  $\lambda/4$ : Viertelwellenplättchen,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen.

länge der Laserdiode durch den Strom variiert [70–72]. Diese Methode ist sowohl für die Langzeitstabilität des ECDLs als auch für ein modensprungfreies Abstimmen entscheidend. Um die Justage des Masteroszillators und des anschließenden Faserverstärkers unabhängig voneinander zu gestalten, kommt eine polarisationserhaltende Transportfaser<sup>7</sup> zum Einsatz. Die Faser weist für die verwendete Wellenlänge einen Modenfelddurchmesser (engl. mode field diameter, MFD) von ca.  $7\ \mu\text{m}$  auf. Das aus dieser Faser kommende Licht wird mit Hilfe eines Faserkopplers<sup>8</sup> mit einer Brennweite von 4,5 mm kollimiert. Nachdem es den zweiten Faraday-Isolator passiert hat, wird es durch einen Faserkoppler<sup>9</sup> mit einer Brennweite von 7,5 mm in den Kern der Verstärkerfaser gekoppelt. Als Verstärkerfaser kommt die schon im ursprünglichen Aufbau verwendete Ytterbium dotierte, polarisationserhaltende Doppelmantelfaser<sup>10</sup> zum Einsatz. Die Faser ist ca. 1,9 m lang und besitzt einen Modenfelddurchmesser von ca.  $11\ \mu\text{m}$ . Die Verstärkerfaser ist eigenhändig mit SMA-Steckern konfektioniert, die unter einem Winkel von  $8^\circ$  geschliffen sind. Dadurch wird der Rückreflex des Seedlichts an der Austrittsfacette nicht in den Einzelmodenkern zurückgeführt, wodurch sich die Gefahr unerwünschter Lasertätigkeit verringert.

Durch das elliptische Strahlprofil der Laserdiode und die endliche Transmission des ersten Faraday-Isolators stehen schließlich vor der Ytterbium dotierten Verstärkerfaser ungefähr

<sup>7</sup> PM980-XP (PANDA), Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>8</sup> PAF-SMA-5-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>9</sup> PAF-SMA-7-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>10</sup> YB-1200-125-10-PM, Liekki, [www.nlight.com](http://www.nlight.com)



50 mW an Seedleistung zur Verfügung. Der Faserverstärker wird rückwärts gepumpt. Im Unterschied zum ursprünglichen Aufbau kommt hierzu eine neue Laserdiode zum Einsatz. Verwendet wird ein fasergekoppeltes Modul<sup>11</sup>. Das Pumplicht bei 976 nm wird mit einer Multimodenfaser mit einem Kerndurchmesser von 105  $\mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur (NA) von 0,22 bereitgestellt. Es wird durch einen Faserkoppler<sup>12</sup> mit einer Brennweite von 7,5 mm kollimiert und passiert einen dichroitischen Spiegel<sup>13</sup>. Die Rückseite des Spiegels ist antirefektiv für die Pumpwellenlänge beschichtet mit einer Restreflektivität von weniger als 0,7 %. Die Vorderseite reflektiert das austretende, verstärkte Seedlicht, wenn dieses s-polarisiert ist mit einer Reflektivität von 99,9 %, während das Pumplicht zu mehr als 97 % transmittiert wird. Der erste Mantel der Verstärkerfaser weist einen Durchmesser von 125  $\mu\text{m}$  und eine NA von mindestens 0,48 auf. Die Einkopplung des Pumplichtes kann daher als Abbildung mittels eines Faserkopplers<sup>14</sup>, der ebenfalls eine Brennweite von 7,5 mm aufweist, erfolgen. Das zu verstärkende Seedlicht wird im Kern der Doppelmantelfaser geführt. Um die Polarisierungserhaltung zu gewährleisten, wird die Polarisation vor der Faser an die Lage der Stresselemente angepasst. Dazu wird eine  $\lambda/2$ -Wellenplatte<sup>15</sup> vor der Verstärkerfaser verwendet. Da etwa 5 % des rückwärts geführten Pumplichtes in der Faser nicht absorbiert werden, müssen die optischen Elemente vor dieser Strahlung geschützt werden. Ansonsten könnte durch eine Erwärmung die Seedeinkopplung verschlechtert werden, was im schlimmsten Fall zur Zerstörung der Verstärkerfaser führt. Wegen der Doppelmantelstruktur der Faser kann das nicht absorbierte Pumplicht mit Hilfe einer Blende geblockt werden. Verwendet wird hier eine Blende mit einem Öffnungsdurchmesser von 1,5 mm. Da der dichroitische Spiegel lediglich für s-polarisiertes Seedlicht hochreflektierend ist, muss die Ausgangspolarisation des verstärkten Lichtes eingestellt werden. Hierzu wird der Ausgangsstecker entsprechend gedreht, indem die Faserfacette auf einen Schirm projiziert wird und die Stresselemente waagrecht ausgerichtet werden. Um zu verhindern, dass rücklaufende Reflexe in der Faser verstärkt werden, ist nach dem Faserverstärker ein weiterer Faraday-Isolator<sup>16</sup> verbaut. Die Transmission durch den Isolator beträgt 91 % bei einer Unterdrückung von Rückreflexen um 33 dB. Eine anschließende Halbwellenplatte wird verwendet, um die Polarisation wieder waagrecht auszurichten.

### 4.1.3 Messergebnisse

Das ursprünglich vorhandene Lasersystem stellte eine maximale Ausgangsleistung von 16 W zur Verfügung. Dabei ergab sich ein Problem durch den verwendeten Pumplaser<sup>17</sup>, da das Spektrum des Lasers stark leistungsabhängig ist [48]. Durch die hohe - aber schmale - Absorptionsspitze bei 976 nm können Ytterbium dotierte Verstärker sehr effizient gepumpt

<sup>11</sup>M976 $\pm$ 0.5-55-F105/22-C1-P, Photontec Berlin GmbH, [www.photontec-berlin.com](http://www.photontec-berlin.com)

<sup>12</sup>PAF-SMA-7-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>13</sup>107226, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

<sup>14</sup>PAF-SMA-7-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>15</sup>WPH05M-1030, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>16</sup>FI-1060-5SC, Qioptiq Photonics GmbH, [www.qioptiq.de](http://www.qioptiq.de)

<sup>17</sup>LIMO50-F200-SL976-EX1145, Lissotschenko Mikrooptik GmbH, [www.limo.de](http://www.limo.de)

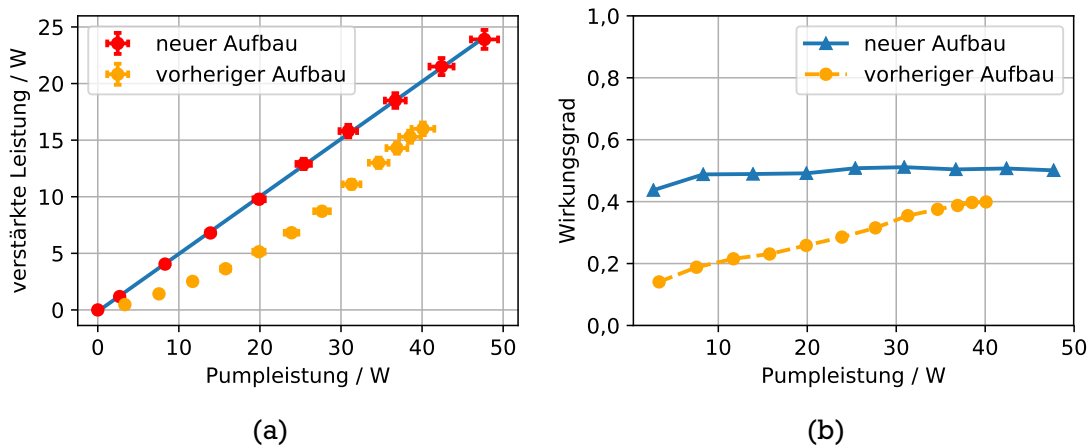


Abbildung 4.5: (a) Leistungskennlinien: In orange sind die Messwerte des ursprünglichen Aufbaus und in rot die Messwerte des optimierten Aufbaus dargestellt. Die blaue Gerade entspricht einem linearen Fit. (b) Optisch-optischer Wirkungsgrad: In blau ist der Wirkungsgrad des optimierten Verstärkeraufbaus dargestellt und in orange der des ursprünglichen Aufbaus. Die Verbindungslinien dienen zur Führung der Augen.

werden. Allerdings kann schon eine geringe Abweichung des Pump lasers von der Wunschwellenlänge zu enormen Einbußen führen. Ausdruck dessen ist die Verstärkerkennlinie des ursprünglichen Verstärkeraufbaus in Abbildung 4.5 (a). Dadurch, dass sich der Anteil des Pumplichtes, der bei einer Wellenlänge von 976 nm emittiert wird, mit der Ausgangsleistung ändert, variiert die Effizienz des Verstärkers ebenfalls mit der Ausgangsleistung. Der neu verbaute Pump laser hat keine solchen Schwierigkeiten. Durch einen relativ konstanten Anteil des Pumplichtes bei 976 nm ergibt sich ein strikter linearer Zusammenhang zwischen Pump- und Verstärkerleistung oberhalb der Verstärkerschwelle. Zudem liegen die Leistungswerte des neuen Verstärkeraufbaus stetig über denen des alten. In Abbildung 4.5 (a) ist an die Messwerte des neuen Aufbaus die Anpassung einer Geraden gezeigt. Die Optimierung des Verstärkeraufbaus lässt sich deutlich am gesteigerten optisch-optischen Wirkungsgrad ablesen. Dieser ist für den ursprünglichen und für den optimierten Aufbau in Abbildung 4.5 (b) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Wirkungsgrad im optimierten Aufbau ausgenommen des ersten Messpunktes konstant bei ca. 50 % liegt. Der ursprüngliche Aufbau hingegen erreicht einen Wirkungsgrad von lediglich knapp 40 % bei maximaler Leistung.

Die in Abbildung 4.5 (a) dargestellten Werte entsprechen den reellen im Experiment zur Verfügung stehenden Leistungen gemessen nach dem Faraday-Isolator. Die durch die lineare Anpassung gewonnene Verstärkereffizienz beträgt somit gemessen 51(2) %. Wird die endliche Transmission des Faraday-Isolators von 91 % berücksichtigt, das nicht absorbierte Pumplicht von ca. 5 % und die endlichen Transmissionen des dichroitischen Spiegels sowie der Linse des Faserkopplers, ergibt sich ein differentieller Wirkungsquerschnitt von

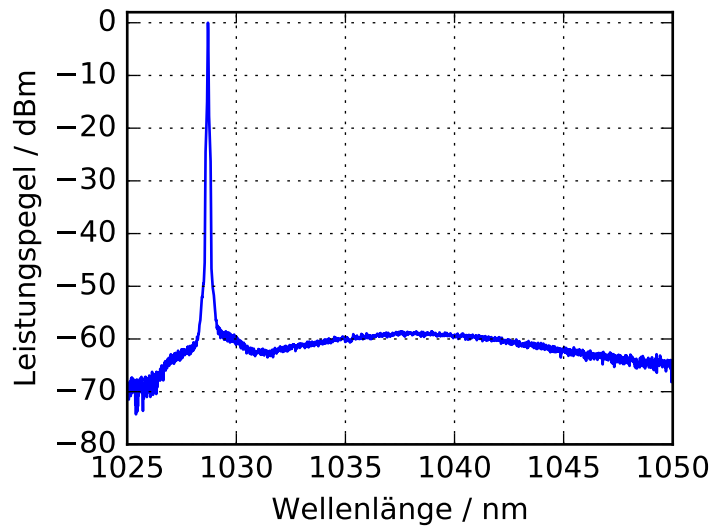


Abbildung 4.6: Das Spektrum des verstärkten Lichts: Der Leistungspegel ist aufgetragen gegen die Wellenlänge. Der verstärkte Peak überragt den deutlich sichtbaren ASE-Untergrund um knapp 60 dB. Das Spektrum wurde bei einer Ausgangsleistung von mehr als 21 W aufgenommen.

57(2)%. Eine weitere wichtige Charakterisierung eines optischen Verstärkers ist mit dem Ausgangsspektrum gegeben. In Abbildung 4.6 ist das Spektrum des Faserverstärkers, das mit einem Gitterspektrometer<sup>18</sup> gemessen wurde, zu sehen. Die Ausgangsleistung betrug mehr als 21 W. Die Spitze des verstärkten Lichts liegt knapp 60 dB über dem sich anschließenden Berg verstärkter Spontanemission (engl. amplified-spontaneous-emission, ASE). Das entspricht der gleichen ASE-Unterdrückung, die auch schon im ursprünglichen Aufbau erreicht wurde [48].

Zur Kühlung der Ionenstrahlen muss das Lasersystem im Dauerbetrieb zur Verfügung stehen. Daher muss die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung gewährleistet sein. Im ursprünglichen Aufbau wurde wegen den großen Schwankungen zwischen minimaler und maximaler Leistung von 4,3 % bei einer Messdauer von gerade einmal zehn Minuten eine aktive Leistungsstabilisierung installiert. Um die Stabilität des neuen Aufbaus zu überprüfen, wurde die Ausgangsleistung mit Hilfe eines Leistungsmesskopfes<sup>19</sup> aufgenommen. Der Leistungsmesskopf kann zur Messung einer maximalen Leistung von 30 W genutzt werden. Zum Schutz des Messkopfes wird der kollimierte Strahl aus dem Faserverstärker mit Hilfe einer antireflektiv beschichteten, konkaven Linse aufgeweitet, um die gesamte Detektorfläche zu nutzen. In Abbildung 4.7 ist eine Langzeitmessung des neuen Faserverstärkeraufbaus über mehr als vier Stunden dargestellt. Über die volle Messperiode beträgt die Schwankung

<sup>18</sup>AQ6373, Yokogawa Electric Corporation, yokogawa.com

<sup>19</sup>UP19K-30H-H5, Gentec-eo, gentec-eo.com

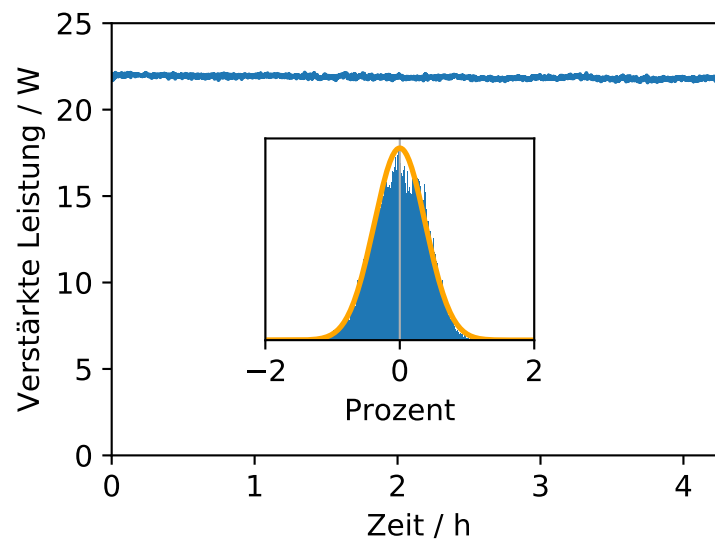


Abbildung 4.7: Langzeitmessung der verstärkten Ausgangsleistung: Die Leistung ist aufgetragen gegen die Zeit, das Inset zeigt das zugehörige Histogramm mit einer angepassten Normalverteilung.

zwischen minimaler und maximaler Leistung 2,6 %. Das Inset in Abbildung 4.7 zeigt ein Histogramm mit einer angepassten Normalverteilung. Die daraus berechnete Standardabweichung beträgt 0,4 % bei einer mittleren Ausgangsleistung von 21,9 W. Im Vergleich zum vorherigen Aufbau wurde also die Stabilität des Faserverstärkers soweit erhöht, dass auf den Regelkreis für die Verstärkerleistung verzichtet werden kann. Dadurch wird die Komplexität des Systems reduziert. Dies führt dazu, dass das System Gewicht einspart, kostengünstiger aufgebaut werden kann und leichter zu bedienen ist.

## 4.2 Optische Frequenzverdopplung

Die nichtlineare Optik ist ein Schwerpunkt der modernen Quantenoptik. Sie bietet eine Vielzahl an Prozessen, um kohärentes Licht bei nahezu allen Wellenlängen im Bereich ultravioletter bis hin zu mittlerer Infrarotstrahlung bereit zu stellen [73]. Auch wenn der Kerr-Effekt fast ein Jahrhundert früher entdeckt wurde, gilt die Frequenzverdopplung (engl. second harmonic generation, SHG) eines gepulsten 694,3 nm Rubinlasers (hier noch optischer Maser genannt) als Geburtsstunde der modernen nichtlinearen Optik [74]. Diese Behauptung rechtfertigt sich mit den zahlreichen publizierten Erkenntnissen und Ergebnissen, die Franken *et al.* (1960) folgen. Bereits kurze Zeit später wird der Vorteil der Phasenanpassung und Fokussierung gezeigt [75] (1962) und eine tiefere theoretische Betrachtung ausgeführt [76] (1962). Im gleichen Jahr wird die Summenfrequenz eines Rubin- und eines  $\text{Nd}^{3+}:\text{CaWO}_4$ -Lasers präsentiert [77]. Kurz darauf wird über die erste SHG eines kontinuierlichen Helium-Neon-Lasers publiziert [78]. Diese Liste ließe sich beliebig fortsetzen. Als oft zitiertes Standardwerk wird Boyds „Nonlinear Optics“ empfohlen [79]. Die Gründe nichtlineare Prozesse auszunutzen, um bestimmte Frequenzen zu erzeugen, sind so vielfältig wie die Möglichkeiten selbst [80]. In diesem Fall liegt die Herausforderung darin, eine hohe, kontinuierlich emittierte Laserleistung bei einer Wellenlänge von 257 nm bereitzustellen. In diesem Wellenlängenbereich mangelt es nicht nur an Lasermedien, es ist vielmehr durch die für eine Besetzungsinversion notwendige Pumpleistung, die mindestens mit der vierten Potenz der Frequenz des Laserübergangs skaliert, nicht möglich, dort hohe Ausgangsleistungen zu erzeugen [81, 82]. Bei 1028 nm, einem Vierfachen der gewünschten Wellenlänge, finden sich allerdings mit Laserdioden mit externen Resonatoren (engl. external cavity diode laser, ECDL) oder Laserdioden mit verteiltem Feedback (engl. distributed feedback, DFB) schmalbandige Einzelmodenemitter, die sich in ihrer Frequenz gut kontrollieren lassen [51, 70]. Wie im vorangegangenen Abschnitt gesehen, ermöglichen Faserverstärker zudem eine enorme Leistungsskalierung bei diesen Wellenlängen [57, 61, 63]. Es gilt dann die Frequenzvervierfachung möglichst effizient zu gestalten. Da - wie im Folgenden beschrieben - die Größe der Koeffizienten der Suszeptibilität mit der Ordnung stark sinkt, wird in einem zweigliedrigen Prozess zunächst das infrarote Licht in den grünen und dieses anschließend in den ultravioletten Bereich konvertiert. Im Folgenden liegt das Interesse explizit auf der Frequenzverdopplung, weshalb die Betrachtung der nichtlinearen Optik darauf beschränkt wird. Um diesen Prozess zu verstehen, wird monochromatisches Licht, das ein dielektrisches Medium passiert, betrachtet [83]. Die elektrische Feldstärke  $\vec{E}$  führt zu einer Verschiebung der negativ geladenen Elektronenwolke zu dem bindenden, positiv geladenen Kern. Der so induzierte oszillierende Dipol sendet wiederum eine elektromagnetische Welle aus. Für kleine Feldstärken folgt die Polarisierung linear dem elektrischen Feld

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(t) \quad (4.1)$$

mit der elektrischen Feldkonstanten  $\epsilon_0$  und der linearen Suszeptibilität  $\chi^{(1)}$ . Die elektrische Suszeptibilität ist im Allgemeinen ein Tensor zweiter Ordnung

$$\chi^{(1)} = \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

Für große Feldstärken können weitere Terme beobachtet werden. Die lineare Betrachtung reicht dann nicht mehr aus und die Polarisierung kann in einer Reihenentwicklung dargestellt werden

$$\vec{P}(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots] \quad (4.3)$$

$$\vec{P}(t) = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 + \dots \quad (4.4)$$

$$\vec{P}(t) = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}_{NL} \quad (4.5)$$

mit dem linearen Anteil  $\vec{P}^{(1)}$  und dem nichtlinearen Anteil  $\vec{P}_{NL}$  der Polarisierung. Für die Ordnungen der Suszeptibilität gilt im Allgemeinen  $\chi^{(1)} \gg \chi^{(2)} \gg \chi^{(3)} \dots$ , wobei es sich um Tensoren  $(n+1)$ -ter Ordnung handelt [79].

Da im Folgenden explizit die Frequenzverdopplung interessiert, wird nur der quadratische Term der rechten Seite der Gleichung 4.3 betrachtet. Weiter wird von einer elektromagnetischen ebenen Welle ausgegangen

$$\vec{E}(t) = E_0 e^{-i\omega t} + c.c., \quad (4.6)$$

wobei nur die Oszillation in der Zeit berücksichtigt wird [83].

Dann ergibt sich ein konstanter und ein mit doppelter Frequenz oszillierender Term der Polarisierung

$$\vec{P}^{(2)}(t) = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} E_0 E_0^* + \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 [e^{-2i\omega t} + c.c.] . \quad (4.7)$$

Ersterer ist die optische Gleichrichtung und führt zu einem konstanten elektrischen Feld innerhalb des Mediums [84]. Der zweite Term stellt die zweite harmonische Oberwelle (engl. second harmonic, SH) dar. Die entstehenden elektromagnetischen Wellen doppelter Frequenz können als Lösung der Wellengleichung der nichtlinearen Optik gefunden werden. Für ein isotropes Medium gilt [79]

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (4.8)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  und der frequenzabhängigen relativen Permittivität  $\epsilon^{(1)}$ . Mit Hilfe der Lösung von Gleichung 4.8 lässt sich ein Ausdruck für die Intensität der Oberwelle in Abhängigkeit der Intensität der Erzeugenden finden [79]

$$I_2 = \frac{2d_{\text{eff}}^2 \omega_2^2}{n_1^2 n_2 \epsilon_0 c^2} I_1^2 l^2 \text{sinc}^2 \left( \frac{\Delta k l}{2} \right). \quad (4.9)$$

Der effektive nichtlineare Koeffizient  $d_{\text{eff}}$  bestimmt sich durch die Propagationsrichtung und die Richtung der entstehenden Polarisation mittels des Suszeptibilitätstensors. Gleichung 4.9 gibt die Intensität der erzeugten harmonischen Strahlung für ebene Wellen und unter Vernachlässigung der Reduzierung der Pumpwelle durch den Konversionsprozess an. Das Quadrat des Kardinalsinus in diesem Ausdruck wird als Phasenfehlانpassungsfunktion bezeichnet. Auf die Phasenanpassung wird in Abschnitt 4.2.2 noch näher eingegangen.

#### 4.2.1 Von der ebenen Welle zu fokussierten Laserstrahlen

Bis hierhin wurde die nichtlineare Frequenzverdopplung bei ebenen Wellen betrachtet. Durch die Abhängigkeit vom Betragsquadrat der Feldamplitude kann die Effizienz durch die Fokussierung erheblich gesteigert werden [75]. Es zeigt sich allerdings, dass die erzeugte harmonische Leistung nicht monoton mit kleiner werdender Fokusgröße wächst, sondern ein Maximum durchläuft [85]. Es gibt daher eine optimale Fokusgröße bei gegebener Kristalllänge<sup>20</sup>  $l$ . Es gilt also, die erzeugte harmonische Leistung bei der Verwendung von Gaußstrahlen zu finden. Die wegweisende Arbeit von Boyd und Kleinman (BK) dient als Grundlage folgender Betrachtung [86]. Die Leistung der zweiten Harmonischen beträgt nach BK

$$P_2^{\text{BK}} = \underbrace{\left( \frac{4\pi}{3} \right)^2 \frac{1024\pi^5}{c n_1 n_2 \lambda_1^3} d_{\text{eff}}^2 \cdot l \cdot 10^{-23} \cdot h(\sigma, \beta, \kappa, \xi, \mu)}_{\eta_{\text{BK}}} \cdot P_1^2 \quad (4.10)$$

mit der Konversionseffizienz  $\eta_{\text{BK}}$ . Die Gleichung wurde hier einer Einheitentransformation unterzogen, sodass die Leistungen  $P_1$  und  $P_2$  in W, der effektive nichtlineare Koeffizient  $d_{\text{eff}}$  in pm/V, die Kristalllänge  $l$  in cm, die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  in m/s und die Wellenlänge  $\lambda_1$  in m gegeben sind. Für diese Transformation siehe auch [87]<sup>21</sup>.

<sup>20</sup>Vorsicht ist bei der Größe  $l$  geboten. Boyd und Kleinman schreiben im Abstract des Artikels von der optischen Weglänge, es wird aber im Verlauf der Publikation deutlich, dass die Kristalllänge gemeint ist.

<sup>21</sup>Es wird explizit auf die zweite Auflage verwiesen. In der dritten aktuellen Auflage finden sich die entsprechenden Hinweise nicht mehr.

Die Abhängigkeit der Fokussierung steckt in der Größe

$$h(\sigma, \beta, \kappa, \xi, \mu) = \frac{1}{4\xi} e^{\mu al} \int \int_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} d\tau d\tau' \frac{\exp[-\kappa(\tau + \tau') + i\sigma(\tau - \tau') - \beta^2(\tau - \tau')^2]}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')} \quad (4.11)$$

mit den Parametern und den jeweiligen Effekten, die sie berücksichtigen:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{1}{2} b \Delta k && \text{Phasenfehlانpassung,} \\ \beta &= \frac{\rho b}{2w_0} && \text{Doppelbrechung,} \\ \kappa &= \frac{1}{2} \alpha b && \text{Absorption,} \\ \xi &= \frac{l}{b} && \text{Fokussierung,} \\ \mu &= \frac{(l - 2f)}{l} && \text{Position des Fokus.} \end{aligned}$$

Weiter ist  $b = \frac{w^2 2\pi n}{\lambda}$  der konfokale Parameter mit der Strahltaile  $w$ .  $\rho$  ist der Walkoff-Winkel und  $f$  die Position der Strahltaile.

Eine analytische Lösung des Doppelintegrals ist nicht möglich, sondern muss numerisch erfolgen. Chen und Chen haben deshalb analytisch auswertbare Funktionen an die numerisch ausgewerteten Doppelintegrale angepasst [88]. Die Lösung BKs lässt das Abklingen der fundamentalen Amplitude bei Erzeugung einer harmonischen Welle außer Acht. Die sogenannte Pumpstrahlabschwächung kann aber mit einbezogen werden, sodass für die Effizienz bzw. die Leistung der zweiten harmonischen Welle gilt [80]

$$\eta = \tanh^2(\sqrt{\eta_{BK} P_1}) \quad (4.12)$$

$$P_2 = \tanh^2(\sqrt{\eta_{BK} P_1}) P_1 . \quad (4.13)$$

Die so gegebene Konversionseffizienz sättigt im Gegensatz zu der von BK gegebenen Konversionseffizienz, die nur für niedrige erzeugte Leistungen mit gemessenen Werten übereinstimmt.

#### 4.2.2 Phasenanpassung

In einem realen dispersiven Medium laufen die erzeugende Fundamentalwelle und die entstehende harmonische Welle zwangsläufig außer Phase. Das hat zur Folge, dass frequenzverdoppeltes Licht, das an unterschiedlichen Orten entlang der Propagationsstrecke der Fundamentalwelle im Medium entstanden ist, destruktiv interferieren kann. Die Amplitude der harmonischen Welle oszilliert mit der Periode der Kohärenzlänge



$$l_{coh} = \frac{n_2}{n_2 - n_1} \lambda_2 . \quad (4.14)$$

Eine Möglichkeit, die Kohärenzlänge beliebig zu verlängern, ist durch doppelbrechende Kristalle gegeben [75]. In solchen Kristallen kann der Brechungsindex für die fundamentale und für die harmonische Welle unter bestimmten Voraussetzungen identisch sein.

Werden uniaxiale Kristalle betrachtet, stehen beim ordentlichen Strahl die Polarisation und die Ausbreitungsrichtung senkrecht zur optischen Achse [89]. Der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls ist abhängig vom Winkel  $\theta$  zwischen der Ausbreitungsrichtung und der optischen Achse. Dadurch lässt sich unter einem bestimmten Winkel die Phase der fundamentalen und der harmonischen Welle anpassen. Ein Nachteil der kritischen Phasenanpassung liegt im sogenannten Walkoff. Dieser tritt auf, da der Poynting-Vektor und die Ausbreitungsrichtung der Welle nicht übereinander liegen. Dadurch wird die Länge des Mediums begrenzt, da die entstehende harmonische Welle und die Grundwelle räumlich auseinander laufen. Eine Möglichkeit, diesen Nachteil zu umgehen, ist durch die nicht-kritische Phasenanpassung gegeben. Diese erlaubt bei bestimmten Kristallen einen Winkel zwischen Propagationsrichtung und optischer Achse von  $\theta = 90^\circ$ . Dabei wird die unterschiedliche Temperaturabhängigkeit der ordentlichen und außerordentlichen Brechungsindizes ausgenutzt [90]. Der begrenzende Walkoff-Effekt tritt dann nicht auf.

Eine dritte Methode, um die destruktive Interferenz der Oberwelle zu unterbinden, bietet die Quasi-Phasenanpassung (QPM) [91]. Hierbei wird jeweils nach einer Kohärenzlänge, d.h. nach Erreichen des Maximums an konvertiertem Licht ohne Phasenanpassung, die Polung des Kristalls umgekehrt. D.h., es wird das Vorzeichen des nichtlinearen Koeffizienten invertiert, dadurch verschiebt sich die Phase der harmonischen Welle um  $\pi$  [92]. Experimentell wird dies durch die Polung ferroelektrischer Materialien bei hohen Feldstärken erreicht. Die Herausforderung liegt hierbei insbesondere in den hohen Feldstärken bei gleichzeitig kleinen Polungsperioden, die im  $\mu\text{m}$ -Bereich liegen [92].

### 4.3 Die erste Frequenzkonversion 1028 nm → 514 nm

Im Rahmen der Optimierungen am bestehenden Dauerstrichlasersystem wurde die erste Frequenzverdopplung von 1028 nm zu 514 nm ersetzt. Ursprünglich handelte es sich hier um einen Prozess mittels Lithiumtriborat-Kristall (LBO) innerhalb eines Überhöhungsresonators. Dieser sollte durch die Frequenzverdopplung mittels periodisch gepoltem Kristall ersetzt werden. Durch die Substitution wird das System anwendungsfreundlicher gestaltet, da der Einsatz eines periodisch gepolten Kristalls im Einzeldurchgang lediglich nach einer präzisen Temperaturstabilisierung verlangt, um eine optimale Phasenanpassung zu gewährleisten. Im ursprünglichen Aufbau sind beide Frequenzverdopplungen mit Pound-Drever-Hall-stabilisierten (PDH) Überhöhungsresonatoren realisiert. Dadurch sind für beide Seitenbänder notwendig. Diese werden dann für die erste Frequenzverdopplung direkt auf den Diodenlaser und für die zweite Verdopplung mit Hilfe eines EOMs auf das grüne Licht moduliert. Da die PDH-Stabilisierung des ersten Resonators entfällt, können die notwendigen Seitenbänder für die Stabilisierung des zweiten Resonators direkt auf den Masteroszillator moduliert werden. Die nur einige MHz von der Grundwelle entfernten Frequenzbänder werden problemlos beim Einzeldurchgang ebenfalls frequenzkonvertiert. Dadurch wird der sonst nötige elektrooptische Modulator (EOM), mit dem die Seitenbänder für den zweiten Überhöhungsresonator auf das grüne Licht moduliert werden, obsolet. Es entfallen also durch diese Substitution eine ganze Reihe an Bauteilen: der Überhöhungsresonator, das PDH-Modul, ein PID-Regler, ein Piezoverstärker für die Stabilisierung sowie ein Piezoverstärker für die schnelle Verstimmung, der EOM und zwei Photodioden und deren Stromversorgung, für die Stabilisierung bzw. die Kontrolle des Lecklichts des Resonators.

Durch den vergleichsweise simplen Einzeldurchgangsaufbau verringert sich zudem der Fußabdruck des Systems, sodass das Gesamtsystem auf ein einziges Breadboard gebaut werden kann, was es wiederum stabiler macht.

#### 4.3.1 PPLN

Das ursprüngliche Lasersystem konnte eine maximale Ausgangsleistung von ca. 5 W bei einer Wellenlänge von 514 nm liefern. Es wurden allerdings im späteren Verlauf kaum mehr als 1 W dieser Leistung genutzt, da der zur Frequenzvervierfachung genutzte BBO Kristall degradiert, wie in Abschnitt 4.4 gezeigt wird. Die Aufgabe besteht nun darin, die gleiche maximale Ausgangsleistung von 5 W im Einzeldurchgang zu erzeugen. Für die Frequenzverdopplung von 1028 nm zu 514 nm fiel die Wahl auf einen periodisch gepolten Lithiumniobat Kristall (PPLN). Dieser wird im Einzeldurchgang betrieben. Das ist möglich, da Lithiumniobat einen äußerst großen nichtlinearen Koeffizienten von 13 pm/V aufweist, wenn durch Quasi-Phasenanpassung der  $d_{33}$  Koeffizient zugänglich gemacht wird. Eine kritische oder nichtkritische Phasenanpassung ist unter Ausnutzung dieses Koeffizienten nicht möglich.

Der Aufbau für diese SHG ist in 4.8 dargestellt. Der Fußabdruck des Aufbaus ist wesentlich kleiner als der vorher verwendete Aufbau mit Überhöhungsresonator. Das Laserlicht aus dem Faserverstärker wird nach dem Faraday-Isolator durch die dahinter liegende Halbwellenplat-

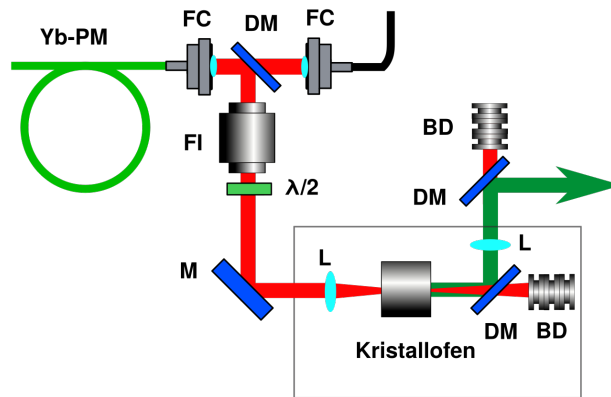


Abbildung 4.8: Aufbau zur SHG mittels PPLN: Beschreibung im Text. BD: Strahlfalle, DM: dichroitischer Spiegel, FC: Faserkoppler, FI: Faraday-Isolator, M: Spiegel, L: Linse, Yb-PM: Ytterbium dotierte, polarisationserhaltende Glasfaser,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen

te zur s-Polarisation gedreht. Anschließend wird das Licht in den Kristall fokussiert. Dabei kamen zwei verschiedene Kristalle mit einer Länge von 20 mm und 40 mm zum Einsatz. Die Kristalle<sup>22</sup> sind in einem Ofen<sup>23</sup> gelagert, der es zusammen mit dem Temperaturregler<sup>24</sup> erlaubt, die notwendige Temperatur auf  $\pm 0,01$  K genau zu regeln. Die nach BK berechnete optimale Strahltaile beträgt  $32 \mu\text{m}$  für den 40 mm langen und  $23 \mu\text{m}$  für den 20 mm langen Kristall. Bei den nachfolgenden Messungen betrug die Strahltaile bei beiden Kristallen  $36 \mu\text{m}$ . Hinter dem Ofen ist unmittelbar ein dichroitischer Spiegel<sup>25</sup> installiert, der den Großteil des restlichen infraroten Lichtes transmittieren lässt, sodass dieser in einer Strahlfalle aufgefangen werden kann. Erst im reflektierten Arm steht eine für grün antireflektiv beschichtete Linse, um den Strahl nach der Fokussierung im Kristall zu kollimieren. Auf diese Weise werden unerwünschte infrarote Rückreflexe von der Kollimationslinse minimiert. Ein zweiter identischer dichroitischer Spiegel filtert weiteres restliches Infrarotlicht heraus, sodass anschließend das erzeugte grüne Laserlicht ohne störenden Anteil des fundamentalen Lichts zur Verfügung steht.

In Abbildung 4.9 (a) ist die erzeugte harmonische Leistung und die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der fundamentalen Leistung für den 40 mm langen Kristall dargestellt. Die gestrichelten Linien stellen dabei Anpassungen der Funktionen 4.12 bzw. 4.13 dar. Für die Anpassung sind nur die harmonischen Leistungen bis 1,5 W berücksichtigt worden. Oberhalb dieses Wertes weichen die gemessenen Werte deutlich von der Theorie ab. Die maximale Konversionseffizienz für diesen Kristall liegt bei 25 %, wobei bei niedrigerer Konversionseffizienz aber höherer Fundamentalleistung eine maximale Ausgangsleistung von ca. 2,4 W erreicht wird.

<sup>22</sup>MSHG1030-0.5-20 und MSHG1030-0.5-40, Covision Inc., covision.com

<sup>23</sup>PV40, Covision Inc., covision.com

<sup>24</sup>OC2, Covision Inc., covision.com

<sup>25</sup>103922, Layertec GmbH, www.layertec.com

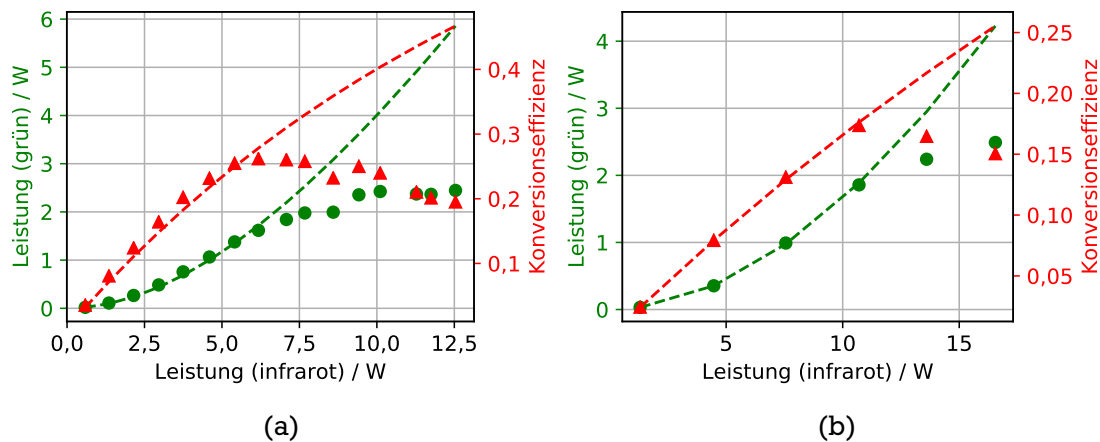


Abbildung 4.9: Kennlinie der Frequenzkonversion: Die harmonische Leistung (grüne Punkte) und die Konversionseffizienz (rote Dreiecke) sind aufgetragen über die fundamentale Leistung für den (a) 40 mm und (b) 20 mm langen PPLN-Kristall. Die gestrichelten Linien stellen Anpassungen der Funktionen 4.12 und 4.13 an die Kurven dar.

Die Leistungskennlinie für den 20 mm langen Kristall ist in Abbildung 4.9 (b) dargestellt. Für die Anpassung sind hier nur die harmonischen Leistungen bis 1,9 W berücksichtigt worden. Oberhalb dieses Wertes weichen die gemessenen Werte ebenfalls deutlich von der Theorie ab. Die maximale Konversionseffizienz für diesen Kristall liegt bei 16 %, wobei auch hier bei niedrigerer Konversionseffizienz aber höherer Fundamentalleistung eine maximale Ausgangsleistung von ca. 2,5 W erreicht wird. Der Einbruch der Konversionseffizienz im oberen Leistungsbereich ist auf thermische Effekte zurückzuführen. Solche entstehen durch lineare oder nichtlineare Absorption im Kristall. Insbesondere kann sich durch die radiale Brechungsindexvariation verursacht durch einen Temperaturgradienten eine thermische Linse ausbilden [93–95]. Es kann aber nicht nur zu einem radialen Verlauf des Temperatur- und damit Brechungsindexgradienten kommen, sondern auch zu einem Gradienten entlang der Ausbreitungsrichtung [96, 97].

Es fällt auf, dass die genutzte Fundamentalleistung nicht der vollständig zur Verfügung stehenden entspricht. Der Grund hierfür zeigt sich in einer Messung der Phasenfehlanpassung über die Temperatur. In Abbildung 4.10 (a) ist die Phasenfehlanpassungsfunktion für den 40 mm langen PPLN-Kristall für drei unterschiedliche Eingangsleistungen dargestellt. Bei einer niedrigen infraroten Leistung von 4,4 W entspricht die gemessene Kurve noch dem erwarteten Verlauf eines quadrierten Sinus cardinalis, wie in Gleichung 4.9 gegeben. Bei höheren Eingangsleistungen wird die gemessene Kurve allerdings stark asymmetrisch. Dies lässt sich durch die Absorption der harmonischen Wellenlänge im Lithiumniobat erklären. Wird die Kristallofentemperatur zunächst zu niedrig eingestellt, findet keine Frequenzkonversion statt. Wird die Temperatur dann geringfügig erhöht, wird grünes Licht erzeugt.

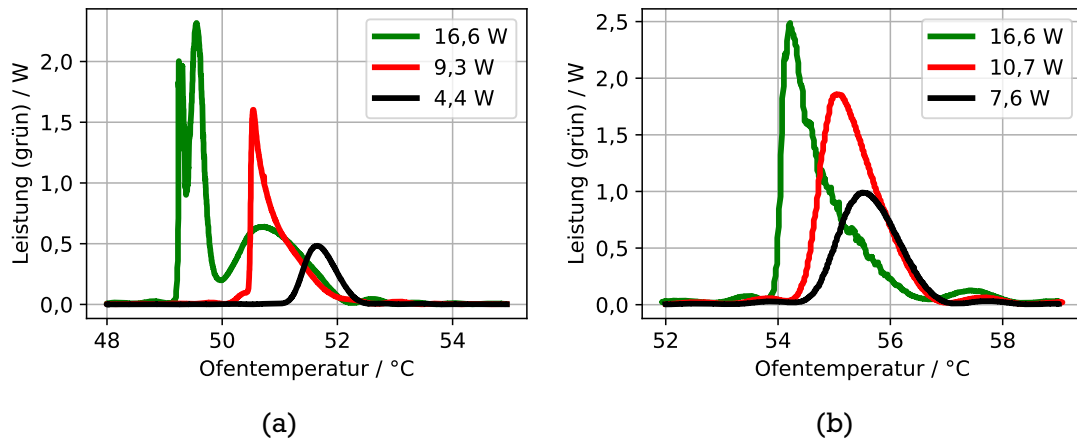


Abbildung 4.10: Phasenfehl-anpassung: Die erzeugte harmonische Leistung ist gegen die Temperatur des Kristallofens aufgetragen. Es werden jeweils drei unterschiedliche Fundamentalleistungen eingesetzt, in (a) für den 40 mm und in (b) für den 20 mm langen PPLN-Kristall.

Da dieses teilweise absorbiert wird, erwärmt sich der Kristall weiter, was wiederum eine bessere Phasenanpassung zur Folge hat usw. Dadurch entsteht eine steile Flanke auf der Seite niedriger Temperatur und die Spitze der Funktion wird wesentlich schmäler. Das führt bei hohen Eingangsleistungen dazu, dass die Ausgangsleistung nicht stabil gehalten werden kann. Bei der höchsten Eingangsleistung von 16,6 W zeigt sich bei dem 40 mm langen Kristall tatsächlich eine Doppelspitze, die von einem ausgeprägten weiteren Peak bei höherer Kristalltemperatur begleitet wird. Die Ursache für diese Doppelstruktur konnte nicht ermittelt werden. Die hohe Absorption der harmonischen Welle zeigt sich auch in der notwendigen Anpassung der Kristallofentemperatur, die mit steigender Leistung stetig reduziert werden muss. Der gleiche Effekt zeigt sich bei dem 20 mm langen Kristall. Hier wirkt er sich jedoch weniger stark aus, was auf die breitere Phasenfehl-anpassungsfunktion des kürzeren Kristalls zurückzuführen ist.

Es stellt sich heraus, dass die PPLN-Kristalle gut geeignet sind, um grüne Leistungen von weniger als 2 W zur Verfügung zu stellen. So wurde der 40 mm lange Kristall auch bereits für eine Teststrahlzeit 2016 an der GSI eingesetzt. Weil zu diesem Zeitpunkt die zweite Frequenzverdopplung von 514 nm zu 257 nm noch nicht überarbeitet war, war eine grüne Ausgangsleistung von ca. 1 W hier ausreichend. Bei hohen Ausgangsleistungen werden die Kristalle allerdings anfällig für Temperatur- und Frequenzänderungen und die Phasenfehl-anpassungsfunktionen werden schmäler. Dies kann dazu führen, dass ein stabiler Betrieb nicht möglich ist. Für niedrige Leistungen und einen schmalen Frequenzbereich oder nur langsames Verfahren der Frequenz, also Spektroskopieanwendungen in stationären Fällen beispielsweise, eignen sich die PPLN-Kristalle als Alternative zu konventionellen Kristallen in Überhöhungsresonatoren. Dadurch lassen sich Laseraufbauten mit geringerem Kosten-

und Platzaufwand realisieren. Für die in Abschnitt 3.4 geforderten hohen Intensitäten ist die Ausgangsleistung der PPLN-Kristalle aber zu gering, weshalb sie für das aufgebaute Lasersystem nicht zur Anwendung kommen.

### 4.3.2 PPSLT

Ein besseres Verhalten bei hohen Eingangsleistungen wird bei periodisch gepoltem, stöchiometrischem Lithiumtantalat (PPSLT) erwartet. Mit Magnesiumoxid dotierte PPSLT-Kristalle wurden bereits erfolgreich für die Konversionen zu hohen harmonischen Leistungen verwendet [98, 99]. Im Vergleich zu PPLN weisen PPSLT-Kristalle einen etwas geringeren nichtlinearen Koeffizienten von  $d_{\text{eff}} = 10 \text{ pm/V}$  aber auch einen doppelt so großen Wärmeleitkoeffizient sowie eine doppelt so hohe Zerstörschwelle. Aufgrund der breiter ausfallenden Phasenfehlanpassungsfunktion kann auf einen etwas längeren Kristall zurückgegriffen werden [98]. Dadurch wird der geringere nichtlineare Koeffizient kompensiert.

Der Aufbau für die Verwendung des 30 mm langen PPSLT<sup>26</sup>-Kristalls entspricht dem zuvor verwendeten in Abbildung 4.8 gezeigten. Die nach BK berechnete optimale Strahltaile in diesem Kristall beträgt  $29 \mu\text{m}$ . Im Aufbau wurde eine Strahltaile von  $26 \mu\text{m}$  im Kristall erzeugt.

In Abbildung 4.11 (a) ist die erzeugte harmonische Leistung und die Konversionseffizienz in Abhängigkeit der fundamentalen Leistung dargestellt. Die gestrichelten Linien stellen dabei Anpassungen der Funktionen 4.12 bzw. 4.13 dar. Für die Anpassung sind nur die harmonischen Leistungen bis  $4,1 \text{ W}$  berücksichtigt worden. Oberhalb dieses Wertes weichen die gemessenen Werte von der Theorie ab. Die maximale Konversionseffizienz für diesen Kristall liegt bei  $34 \%$ , wobei eine maximale Ausgangsleistung von ca.  $7,4 \text{ W}$  erreicht wird. Die leichten Abweichungen der erzeugten grünen Leistung sowie der Konversionseffizienz von den theoretischen Werten werden durch die gleichen hier aber deutlich schwächer ausfallenden Effekte wie beim PPLN-Kristall erklärt [96, 97]. Es zeigt sich, dass die maximale Ausgangsleistung von mehr als  $7 \text{ W}$  am Rande des Möglichen verlief. Insgesamt erlitten drei PPSLT-Kristalle irreversible Beschädigungen. Dabei zerbarsten die Kristalle, wobei die genaue Ursache dafür nicht ergründet werden konnte. Es wurde aber im weiteren Verlauf auf eine moderatere Leistung zurückgegriffen, die problemlos zur Verfügung gestellt werden kann. Daher sind alle folgenden Messungen bei einer maximalen Ausgangsleistung von ca.  $4 \text{ W}$  gezeigt.

In Abbildung 4.11 (b) ist die Phasenfehlanpassungsfunktion für eine maximale Ausgangsleistung von ca.  $4 \text{ W}$  dargestellt. Die gemessene Kurve zeigt eine leichte Asymmetrie, die sich durch den gleichen Effekt wie bei den PPLN-Kristallen erklären lässt. Allerdings fällt er wesentlich geringer ins Gewicht und eine wesentlich höhere Ausgangsleistung ist möglich. Für die im Experiment realisierbare Stabilität der harmonischen Leistung ist diese Messung über die Temperatur wichtig. Zusätzlich wird das System zum Kühlen der Ionen aber auch im Frequenzraum verstimmt. Daher wird die Phasenanpassung bei gleichbleibender Temperatur des Kristallofens unter Änderung der Fundamentalfrequenz untersucht. In Abbildung 4.12 (a)

---

<sup>26</sup>OXIDE Corporation, Japan, [opt-oxide.com](http://opt-oxide.com)

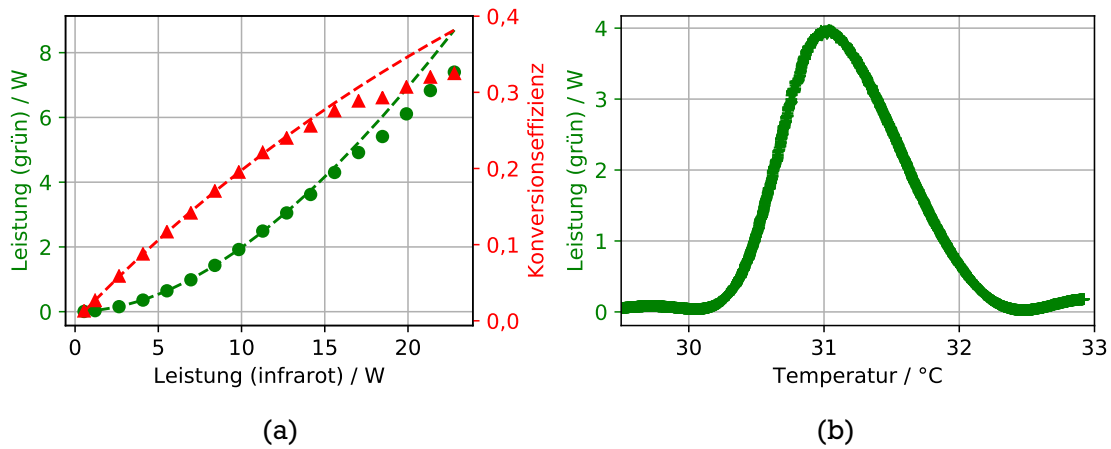


Abbildung 4.11: (a) Kennlinie der Frequenzkonversion des 30 mm langen PPSLT-Kristalls: Die harmonische Leistung (grüne Punkte) und die Konversionseffizienz (rote Dreiecke) sind aufgetragen über die fundamentale Leistung. Die gestrichelten Linien stellen Anpassungen der Funktionen 4.12 und 4.13 an die Kurven dar. (b) Phasenfehlانpassung: Die erzeugte harmonische Leistung ist gegen die Temperatur des Kristallofens aufgetragen.

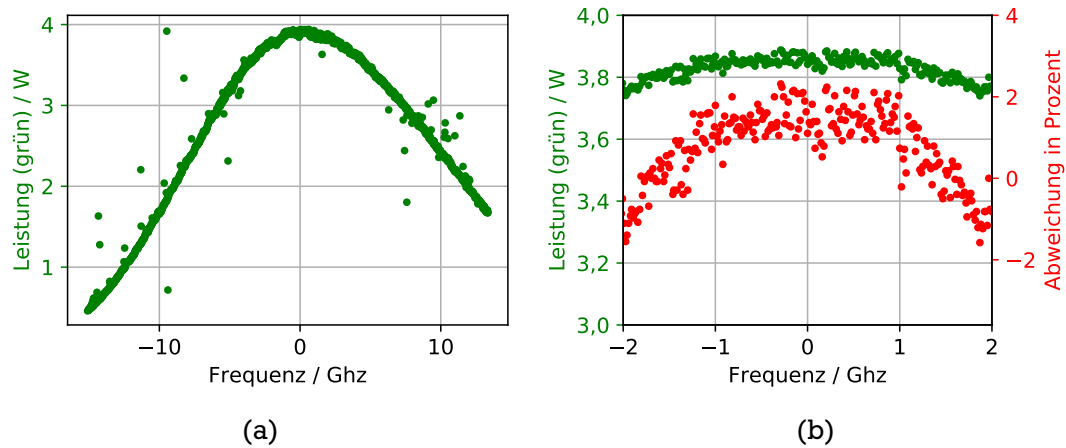


Abbildung 4.12: Phasenfehlانpassung des 30 mm langen PPSLT-Kristalls: Die erzeugte harmonische Leistung ist gegen die Frequenz der Grundwelle aufgetragen. (a) Die volle Messreihe (b) der relevante Abstimmungsbereich, über den der Laser im Experiment verstimmt wird, (grün links) Absolutwerte, (rot rechts) prozentuale Abweichung vom Mittelwert.

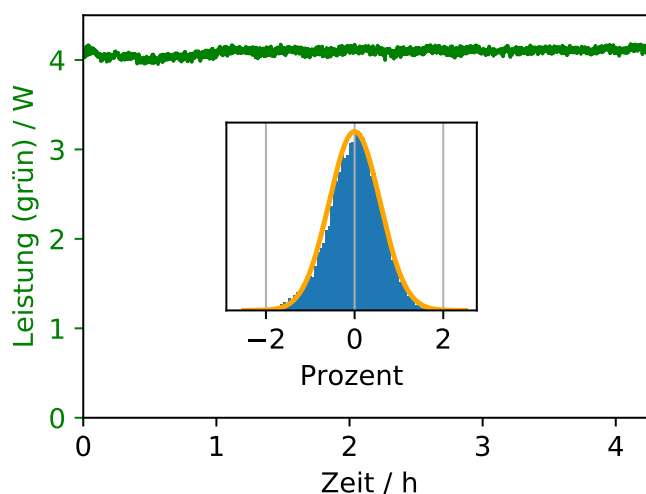


Abbildung 4.13: Langzeitmessung des 514 nm Lichtes nach dem PPSLT-Kristall: Die Leistung ist aufgetragen gegen die Zeit, das Inset zeigt ein Histogramm unter Vernachlässigung der ersten gemessenen Stunde mit einer angepassten Normalverteilung.

ist die erzeugte harmonische Ausgangsleistung über die Frequenz der Fundamentalwelle aufgetragen. Die Phasenfehlanpassungsfunktion ist erkennbar. Aufgrund des kleinen Ausschnitts wird aber auf eine Anpassung der Funktion verzichtet. Die einzelnen Punkte, die vom erwarteten Verlauf abweichen, sind Messartefakte. Diese entstehen durch einen Modensprung des ECDLs. Bei der damit einhergehenden schnellen Frequenzänderung kann der träge thermische Leistungsmesskopf<sup>27</sup> nicht folgen. Die Messung zeigt ein Frequenzfenster von mehr als 20 GHz. In der vorangegangenen Strahlzeit am ESR-Speicherring wurde das System in der fundamentalen Frequenz um 4 GHz verstimmt, was nach der Frequenzvervierfachung einer Verstimmung von 16 GHz entspricht [48]. Daher ist auch mit dem PPSLT-Kristall eine Abstimmung über diesen Bereich erwünscht. In Abbildung 4.12 (b) ist die grüne Leistung über die Frequenz bei einer maximalen Verstimmung von  $\pm 2$  GHz gezeigt. Die maximale Leistungsabweichung beträgt weniger als 4 %. Bei diesem geringen Leistungseinbruch sollte ein Nachfahren der Temperatur des Kristallofens nicht nötig sein. Daher kann die schnelle Verstimmbarekeit des Systems gewahrt bleiben.

Um wie nach dem infraroten Verstärker auch hier die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung zu gewährleisten, wurde eine Langzeitmessung vorgenommen. Dazu wird die Ausgangsleistung mit Hilfe eines Leistungsmesskopfes<sup>28</sup> aufgenommen. Zum Schutz des Messkopfes wird der kollimierte Strahl aus dem Kristall mittels antirefektiv beschichteter Konkavlinse aufgeweitet, um die gesamte Detektorfläche zu nutzen. In Abbildung 4.7 ist eine Langzeitmessung

<sup>27</sup>UP19K-30H-H5, Gentec-eo, gentec-eo.com

<sup>28</sup>UP19K-30H-H5, Gentec-eo, gentec-eo.com



der Frequenzverdopplung mit dem 30 mm langen PPSLT-Kristall über mehr als vier Stunden dargestellt. Über die volle Messperiode beträgt die Schwankung zwischen minimaler und maximaler Leistung 5,5 %. Das Inset in Abbildung 4.7 zeigt ein Histogramm mit einer angepassten Normalverteilung, wobei hier die erste Stunde der Messung vernachlässigt wurde. Innerhalb dieser ersten Stunde zeigt sich ein Einschwingen der harmonischen Leistung, was wahrscheinlich durch ein Einpendeln der Phasenanpassungstemperatur verursacht wird. Die Schwankung zwischen minimaler und maximaler Leistung reduziert sich ohne diese Phase auf 4,4 % und die aus der Normalverteilung berechnete Standardabweichung beträgt 0,6 % bei einer mittleren Ausgangsleistung von 4,11 W.

## 4.4 Die zweite Frequenzkonversion 514 nm → 257 nm

Die Berechnungen zur Kühlung relativistischer, hoch geladener, schwerer Ionenstrahlen im SIS100 (vergleiche Abschnitt 3.4) haben gezeigt, dass eine Erhöhung der ultravioletten Ausgangsleistung des cw-Lasersystems notwendig ist [22, 23].  $\text{Xe}^{51+}$  ist das schwerste Lithium ähnliche Ion, das im SIS100 mit einer Wellenlänge von 257 nm für die Laserkühlung zugänglich ist. Die notwendige Sättigungsintensität zur Kühlung dieses Ions liegt mit  $160 \text{ W/cm}^2$  ca. 300 mal höher als die erforderliche Sättigungsintensität des erfolgreich im ESR gekühlten  $\text{C}^{3+}$ .

Zur Erzeugung der ultravioletten Strahlung wird im ursprünglichen Aufbau des cw-Systems ein  $\beta$ -Bariumborat-Kristall (BBO) genutzt, der in einem konventionell fokussierenden Überhöhungsresonator platziert ist [48]. In diesem Setup konnte eine maximale UV-Leistung von 170 mW erreicht werden [49]. Die dauerhaft haltbare Leistung lag jedoch deutlich unter 100 mW. Das Problem stellt die Degradierung des BBO-Kristalls dar. Dabei fällt die harmonische Ausgangsleistung stetig ab und lässt sich an der jeweils genutzten Stelle des Kristalls nicht wiederherstellen. Die Gründe für die nicht reversible Degradierung sind nicht vollständig geklärt, das Phänomen ist aber im Bereich der Laserentwicklung bekannt [50, 100, 101]. In der Regel werden die verwendeten BBO-Kristalle in transversaler Richtung verschoben, um so an neuer, nicht degradiert Stelle UV-Licht zu erzeugen. Nachdem der verwendete BBO vollständig abgerastert war, wurde ein neuer verbaut. Dieser konnte nicht annähernd die Leistung des vorherigen Kristalls liefern und schon bei geringen Ausgangsleistungen von unter 30 mW trat Degradierung in Form eines Leistungsabfalls der UV Leistung auf. Es sind auch temporär stabile, hohe Ausgangsleistungen mit BBO bekannt, diese beruhen dann allerdings auf einer äußerst seltenen Kristallqualität, die nicht kommerziell zugänglich ist [102]. Konventionelle Systeme liefern häufig deutlich geringere Ausgangsleistungen [103] oder erreichen hohe Ausgangsleistungen, die sich aber nicht stabil halten lassen [104]. Kondo *et al.* konnte eine Ausgangsleistung bei 266 nm über 1000 Stunden zeigen, wobei hier die fundamentale Leistung im Laufe der Messung erhöht werden musste.

Im Rahmen der Suche nach einer Möglichkeit, hohe Leistung ultravioletten Lichts bei 257 nm bereitzustellen, wurde auch der mögliche Einsatz eines  $\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$  (CLBO) Kristalls diskutiert. Mit diesem Kristall wurden in der Vergangenheit bereits gute Ergebnisse erzielt [105]. Der nichtlineare Koeffizient  $d_{\text{eff}}$  ist nur etwa halb so groß wie der des BBO Kristalls, gleiches gilt aber auch für den Walkoff-Winkel. Die Effizienz im Einzeldurchgang für zwei 15 mm lange Kristalle bei der Erzeugung der vierten Harmonischen eines Nd:YAG Lasers unterscheidet sich daher kaum und beträgt  $1,12 \cdot 10^{-4} \text{ W}^{-1}$  und  $1,05 \cdot 10^{-4} \text{ W}^{-1}$  für BBO respektive CLBO [105]. Die Effizienz im Einzeldurchgang liefert also keinen ausschlaggebenden Grund; vielmehr wird sich im Laufe dieses Kapitels noch zeigen, dass diese unwichtiger wird, je mehr fundamentale Leistung im Resonator umläuft. Es handelt sich aber bei CLBO um einen extrem empfindlichen Kristall, der bereits durch die Luftfeuchte beschädigt werden kann und der zudem wesentlich kostenintensiver ist als der weit verbreitete BBO. Weiter sind CLBO-Kristalle, die zur Erzeugung von mittleren UV-Wellenlängen genutzt werden, auch anfällig für die Degradierung [101]. Schlussendlich wurde sich daher gegen die Frequenzkonversion mittels CLBO entschieden und beschlossen, die Degradierungsproblematik

anhand des BBO-Kristalls näher zu untersuchen und darüber hinaus eine Möglichkeit zu suchen, diese Degradierung zu eliminieren bzw. deutlich zu verlangsamen. Dadurch soll die Frage nach hohen Ausgangsleistungen im mittleren UV-Bereich unabhängiger von der Kristallqualität werden.

#### 4.4.1 Der sphärisch fokussierende Resonator

Der sphärisch fokussierende Resonator wurde im Rahmen der Dissertation von Dr. Tobias Beck entworfen und aufgebaut. Er wurde erfolgreich in einer Strahlzeit im Jahr 2012 eingesetzt [39, 48]. Der Resonator wurde in Bow-Tie Anordnung konstruiert. Der Ringresonator bildet im Gegensatz zum linearen Resonator keine stehende Welle aus und die erzeugte Leistung verlässt den Resonator in eine Richtung. Zudem bietet die Geometrie den Vorteil, Astigmatismus im fokussierenden Arm zu eliminieren und keinen Rückreflex vom Einkoppler ins Restsystem zu senden. Die Größe des Strahlradius im Kristall beträgt  $32\text{ }\mu\text{m}$ . Der optimale Wert für die verwendete Kristalllänge liegt unter Berücksichtigung des Walkoffs nach BK bei  $19\text{ }\mu\text{m}$  [86]. Der genutzte BBO hat eine Länge von  $10\text{ mm}$  und ist unter einem Phasenanpassungswinkel von  $\theta = 52^\circ$  geschnitten. Die Restreflektivität an jeder Facette beträgt dank Beschichtung weniger als  $0,2\%$  bei einer Wellenlänge von  $514\text{ nm}$  und weniger als  $0,1\%$  bei einer Wellenlänge von  $257\text{ nm}$ .

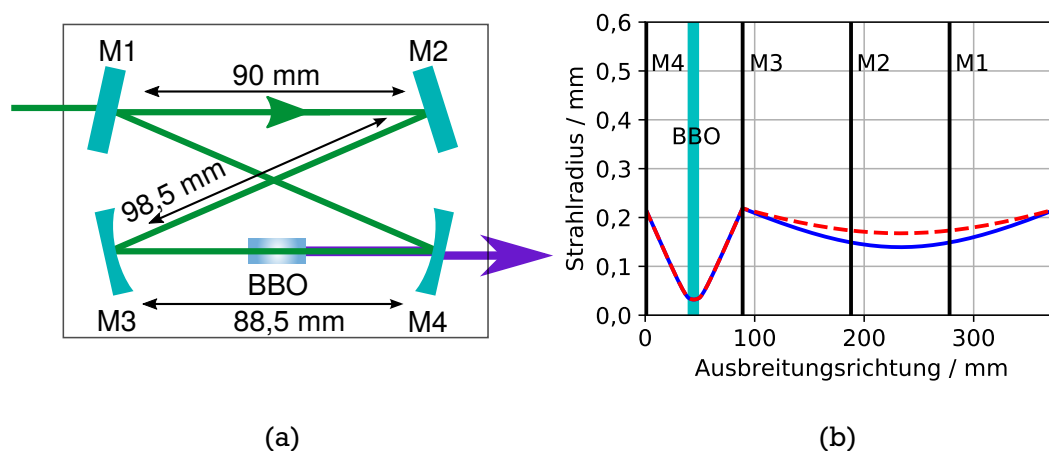


Abbildung 4.14: (a) Aufbauskeizze des sphärisch fokussierenden Resonators, der Krümmungsradius der beiden sphärischen Spiegel beträgt  $75\text{ mm}$  [48], (b) Strahlradien im sphärisch fokussierenden Resonator, gestrichelt (rot) sagittal, durchgezogen (blau) tangential [48].

In Abbildung 4.14 (a) ist die Geometrie des Resonators skizziert. Der Strahlradius entlang der Ausbreitungsrichtung innerhalb des Resonators in horizontaler und vertikaler Ebene ist in Abbildung 4.14 (b) dargestellt. Die Einkopplung des fundamentalen Lichts erfolgt durch den Spiegel M1 mit einer Reflektivität von  $97,5\%$ . Durch den geringen Astigmatismus im

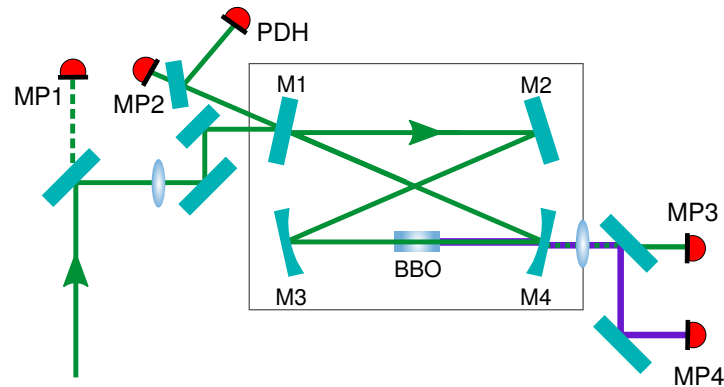


Abbildung 4.15: Aufbau zur Messung der irreversiblen Degradierung am sphärisch fokussierenden Resonator, Messpunkte: MP1: Monitor signal der Fundamentalen, MP2: nicht in den Resonator eingekoppeltes und daher reflektiertes Fundamentallicht, MP3: Lecklicht des Resonators, MP4: UV-Leistung, PDH: Photodiode zur Detektion des Pound-Drever-Hall Signals.

Einkoppelarm des Resonators erfolgt die Modenanpassung mit sphärischen Optiken. Das erzeugte ultraviolette Licht wird durch den AR-beschichteten Spiegel M4 aus dem Resonator ausgekoppelt. Zur Stabilisation des Resonators wird die Pound-Drever-Hall-Methode genutzt [106]. Die dafür notwendigen Seitenbänder wurden über einen EOM auf das grüne Licht moduliert.

### Degradierung

Wie eingangs erläutert, leiden nichtlineare Kristalle, insbesondere BBOs, bei der Erzeugung mittlerer UV-Wellenlängen unter einer Degradierung. Dabei fällt die harmonische Leistung ab und lässt sich an der selben Stelle des Kristalls nicht wieder herstellen. Wird eine der eingesetzten oder erzeugten Wellenlängen im Kristall absorbiert, kann es auch zur Änderung des Brechungsindex durch Erwärmung kommen oder es können sich thermische Linsen ausbilden [94, 107]. Diese Prozesse sind limitierend für die Ausgangsleistung, im Unterschied zur Degradierung aber reversibel. Um ein genaueres Verständnis des Degradierungsprozesses zu erhalten, wird eine Messanordnung genutzt, die es erlaubt, solche Prozesse zu unterscheiden. Der Messaufbau ist in Abbildung 4.15 dargestellt.

Um sicherzustellen, dass der Abfall der harmonischen Leistung nicht auf einen Abfall der grünen Leistung zurückzuführen ist, wird zunächst die Leistung, die vor dem Resonator zur Verfügung steht, aufgenommen. Als Monitor signal dient das Lecklicht eines rückseitig polierten HR-Spiegels (MP1). Das fundamentale Licht passiert eine Linse zur Modenanpassung und einen Beamwalk zur Justage des Eingangsstrahls. Das am Resonator aufgrund fehlender Impedanz- und Modenanpassung reflektierte Licht wird aufgezeichnet (MP2), während ein Teil dieses Lichts durch einen Beamsampler für die Photodiode zur Aufnahme des Pound-Drever-Hall Signals bereitgestellt wird. Die ausgekoppelte ultraviolette Leistung passiert

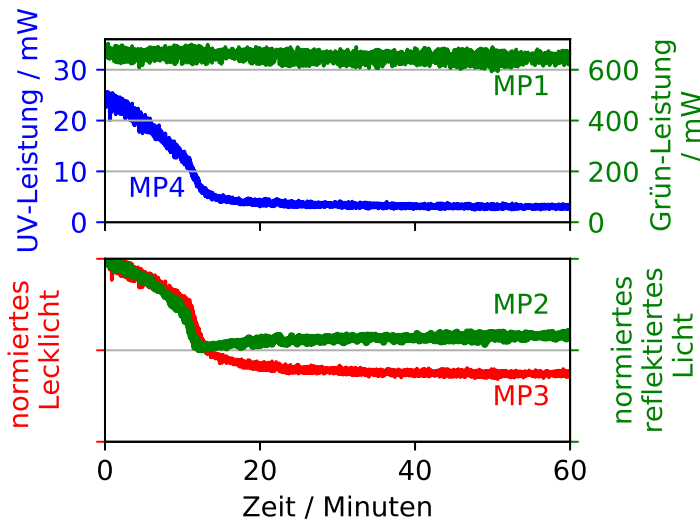


Abbildung 4.16: Degradierungsmessung am sphärisch fokussierenden Resonator: (oben) MP1: Monitorsignal der Fundamentalen (grün), MP4: UV-Leistung (blau), (unten) MP2: teilweise reflektiertes Fundamentallicht (grün), MP3: Lecklicht des Resonators (rot).

zunächst eine Zylinderlinse, die für 257 nm antirefektiv beschichtet ist. Die Zylinderlinse wird eingesetzt, um den UV-Strahl in Walkoff-Richtung zu verkleinern. Das Lecklicht des Resonators wird hinter dem ersten dichroitischen Spiegel aufgezeichnet (MP3). Die beiden Spiegel sind HR für 257 nm und AR für 514 nm beschichtet, sodass (MP4) die UV-Leistung mit einem zu vernachlässigenden Rest des Fundamentallichts anzeigt.

Abbildung 4.16 zeigt den Degradierungsprozess in dieser Messanordnung. Die zur Verfügung stehende fundamentale Leistung (MP1) bleibt während der Messung stabil. Die harmonische Leistung (MP4) fällt steil ab, um sich dann einem Grenzwert anzunähern. Das transmittierte Lecklicht des Resonators (MP3) vollführt einen ähnlichen Abfall wie das UV-Licht. Das reflektierte Licht (MP2) folgt zunächst dem Verlauf des Lecklichts, um dann an einem Tiefpunkt das Vorzeichen der Steigung zu ändern und einem dem Lecklicht gegenläufigen Verlauf zu folgen.

Von elementarer Bedeutung ist folgende Beobachtung: Wenn der Phasenanpassungswinkel geändert wird, sodass die Bedingung der Phasenanpassung nicht mehr gegeben ist und kaum UV erzeugt wird, ist der Einbruch im transmittierten und reflektierten Signal nicht produzierbar. Das heißt konkret, dass die Degradierung nur unter Anwesenheit der UV-Photonen stattfindet. Im weiteren Verlauf wird sich allerdings zeigen, dass die Anwesenheit der UV-Photonen ein notwendiges, aber kein hinreichendes Kriterium darstellt.

Um ein besseres Verständnis über die gewonnenen Messkurven zu erhalten, werden theoretische Betrachtungen der resonanten Frequenzverdopplung zu Rate gezogen, wobei die Minderung der fundamentalen, resonanten Leistung berücksichtigt wird [108, 109]. Es

ist interessant zu erwähnen, dass in Ashkin *et al.* und Kozlovsky *et al.* die Minderung der fundamentalen Leistung im Kristall selbst nicht berücksichtigt ist. Die dort beschriebene Pumpstrahlabschwächung entsteht dadurch, dass wegen der Frequenzkonversion hinter dem Kristall im Resonator weniger fundamentale Leistung vorhanden ist als vor dem Kristall [108, 109]. Dass durch den Konversionsprozess die Fundamentale bereits über die Strecke des Kristalls selbst abschwächt, kann aber problemlos berücksichtigt werden, indem für die Konversionseffizienz im Einzeldurchgang statt  $\eta_{BK}$  Gleichung 4.12 herangezogen wird. Das Lecklicht (MP3) ist proportional zur umlaufenden Leistung im Resonator [109]

$$P_c = \frac{TP_1}{(1 - \sqrt{(1-T)L(1-\eta_{BK}P_c)})^2} . \quad (4.15)$$

$P_1$  ist die vor dem Resonator zur Verfügung stehende fundamentale Leistung,  $T$  ist die Transmission des Einkopplers und  $L$  ist der prozentuale lineare Verlust im Resonator. Für die erzeugte harmonische Leistung gilt [109]

$$P_2 = \eta_{BK}P_c^2 . \quad (4.16)$$

Das reflektierte Licht, das auch zur PDH-Stabilisierung genutzt wird, besteht aus der Superposition des direkt am Einkoppler reflektierten Lichts und des transmittierten, umlaufenden Lichts [110, 111]. Um die gemessene Leistung zu erhalten werden also die Feldamplituden summiert und quadriert, sodass im Falle optimaler Resonanz gilt

$$P_{MP2} = \left( \sqrt{P_1(1-T)} + \cos(\phi)\sqrt{P_cT} \right)^2 . \quad (4.17)$$

Die Phase zwischen dem direkt reflektierten und dem im Resonator umlaufenden, durch den Einkoppler transmittierten Licht  $\phi$  beträgt im Falle perfekter Resonanz gerade  $\pi$ . Aus der Messung des Lecklichtes ergibt sich der Schluss, dass die linearen Verluste für die Fundamentale steigen, sich aber einem Grenzwert annähern. Um diese Schlussfolgerung zu validieren werden die Signale an den Messpunkten simuliert. Zur Simulation der linearen Verluste im Kristall über die Zeit wird ein exponentielles, beschränktes Wachstum genutzt, das sich einem Grenzwert der Verluste  $L_{max}$  nähert

$$L = L_{max} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) . \quad (4.18)$$

Das beschränkte Wachstum der linearen Verluste ist in Abbildung 4.17 (a) über die Zeit aufgetragen. Unter Annahme dieses Wachstums sind in Abbildung 4.17 (b) die ermittelten Signale für das am Einkoppler reflektierte Licht (MP2) und das Lecklicht (MP3) dargestellt. Dabei liegen jeweils die Gleichungen 4.17 und 4.15 zugrunde. Die fundamentale Leistung von einem Watt ist konstant, die linearen Verluste sind bei einer Reflektivität des Einkopplers

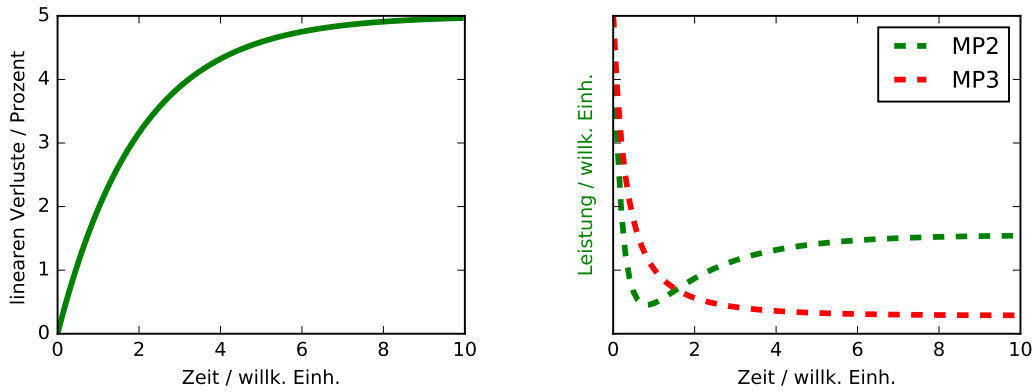


Abbildung 4.17: (a) Logistischer Anstieg der linearen Verluste im Resonator aufgetragen gegen die Zeit, (b) Die daraus resultierende Simulation der Leistungen des nicht eingekoppelten (MP2) und des im Resonator umlaufenden (MP3) Lichts

von 97,5 % auf 5 % begrenzt. Die Phase  $\phi$  weicht leicht von  $\pi$  ab, um der im experimentellen Aufbau herrschenden, nicht optimalen Modenanpassung gerecht zu werden.

Die Verluste im Resonator beinhalten lineare Verluste durch Spiegel, Kristalloberflächen, Absorption und Streuung, die in Gleichung 4.15 im Faktor  $L$  zusammengefasst sind, und nichtlineare Verluste durch die Frequenzkonversion selbst. Wenn die Transmission durch den Einkoppler gerade die Verluste der fundamentalen Welle im Resonator kompensiert herrscht perfekte Impedanzanpassung. Für die optimale Transmission des Einkopplers gilt [94]

$$T_{\text{opt}} = L/2 + \sqrt{L^2/4 + \eta_{\text{BK}} P_1} . \quad (4.19)$$

Es ist deutlich das Minimum zu erkennen, wenn die linearen Verluste eine Größe erreichen, sodass perfekte Impedanzanpassung herrscht. In diesem Punkt kehrt sich das Vorzeichen der Steigung des Signals um und transmittiertes und reflektiertes Signal laufen auseinander, wie im Experiment gemessen. Es lässt sich also der Verlauf der experimentellen Daten während der Degradierung mit einer Erhöhung der Verluste für die Fundamentale erklären. Es wird hier auf eine Anpassung dieser Funktionen an die experimentellen Messdaten verzichtet. Aus einer solchen Anpassung ließen sich quantitative Kenntnisse über das Wachstum der linearen Verluste gewinnen, die aber für die weitere Entwicklung nicht von Bedeutung sind. Die qualitative Beurteilung des Degradierungsprozesses ist an dieser Stelle ausreichend. Offen bleibt zunächst auch, was die erhöhten Verluste des resonanten, fundamentalen Lichts verursacht.

### Der Einfluss der Temperatur auf die Degradierung

Takachiho et al. haben eine verbesserte Transmission bei einer Wellenlänge von 266 nm in BBO bei erhöhter Kristalltemperatur gemessen [101]. Sie stellten auch eine Minderung des Degradierungseffekts bei erhöhter Kristalltemperatur fest. Die Degradierung in Abbildung 4.16 wurde ohne Regelung der Kristalltemperatur - also bei Raumtemperatur - gemessen. Um nun den Einfluss der Temperatur auf den beobachteten Degradierungsprozess zu untersuchen, wird der Kristall in einem Ofen bis zu einer Temperatur von 150 °C erhitzt und die Messung jeweils wiederholt.

In Abbildung 4.18 (a) ist die Messung bei einer Kristalltemperatur von 100 °C und einer harmonischen Leistung von ca. 25 mW gezeigt. Das Lecklicht des Resonators und die UV-Leistung zeigen das gleiche Verhalten, wie bei der Degradierungsmessung bei Raumtemperatur in Abbildung 4.16. Eine weitere Erhöhung der Kristalltemperatur auf 150 °C hat zur Folge, dass bei gleicher Fundamentalleistung eine stabile UV-Erzeugung von ca. 17 mW möglich ist, wie in Abbildung 4.18 (b) gezeigt ist. Der Einbruch bei Minute zehn ist auf einen kurzen Aussetzer in der Stabilisierung des Resonators zurückzuführen. Es zeigt sich ein positiver Einfluss erhöhter Kristalltemperatur auf die Stabilität der UV-Erzeugung. Eine weitere Erhöhung der Temperatur ist aufgrund der AR-Beschichtung nicht möglich, da dies laut Hersteller zur Beschädigung der Beschichtungen führen würde. Wird die fundamentale Leistung, die zur Verfügung steht, weiter erhöht, setzt der Degradierungsprozess wieder ein. In Abbildung 4.18 (c) ist eine Messung bei einer Kristalltemperatur von 150 °C und einer UV-Leistung von ca. 75 mW dargestellt. Die beiden Einbrüche bei Minute elf und 27 sind ebenfalls auf einen kurzen Aussetzer in der Stabilisierung des Resonators zurückzuführen. Zu sehen ist, dass sowohl das UV-Licht als auch das im Resonator umlaufende Licht abfällt. Allerdings verläuft der Abfall unterschiedlich zum ursprünglich beobachteten Fall. Die Degradierung erscheint gestreckt, also langsamer, zu verlaufen. Zusammengefasst lässt sich eine höhere und stabile Ausgangsleistung ohne Degradierung unter erhöhter Kristalltemperatur erzeugen. Die Wirkung dieser Methode ist allerdings begrenzt. Der Grund für den positiven Einfluss wird in Abschnitt 4.4.3 näher erläutert. Da der Degradierungsprozess, abhängig vom jeweiligen Kristall, erst ab gewissen Leistungen auftritt, ist es von Vorteil, die Intensität im Kristall zu senken.

#### 4.4.2 Der elliptisch fokussierende Resonator

Bereits 1975 zeigten Librecht und Simons, dass im Falle kritischer Phasenanpassung die Konversionseffizienz durch eine elliptische Strahltaile erhöht werden kann [112]. Das Prinzip wurde von Y. Taira erfolgreich zur Frequenzverdopplung zu 257 nm innerhalb des Resonators eines Ar<sup>+</sup>-Lasers verwendet [113]. Taira gibt explizit die BBO-Degradierung als Grund für die Verwendung eines elliptischen Fokus an. Mit gepulsten KupferdampfLasern wurden ebenfalls elliptische Strahlprofile genutzt, allerdings um den Temperaturgradienten im BBO-Kristall zu reduzieren [114–116].

Steinbach *et al.* haben die Möglichkeit der elliptischen Fokussierung bei der Frequenzverdopplung von Laserlicht mit einer Wellenlänge von 515 nm zu einer Wellenlänge von 257,5 nm



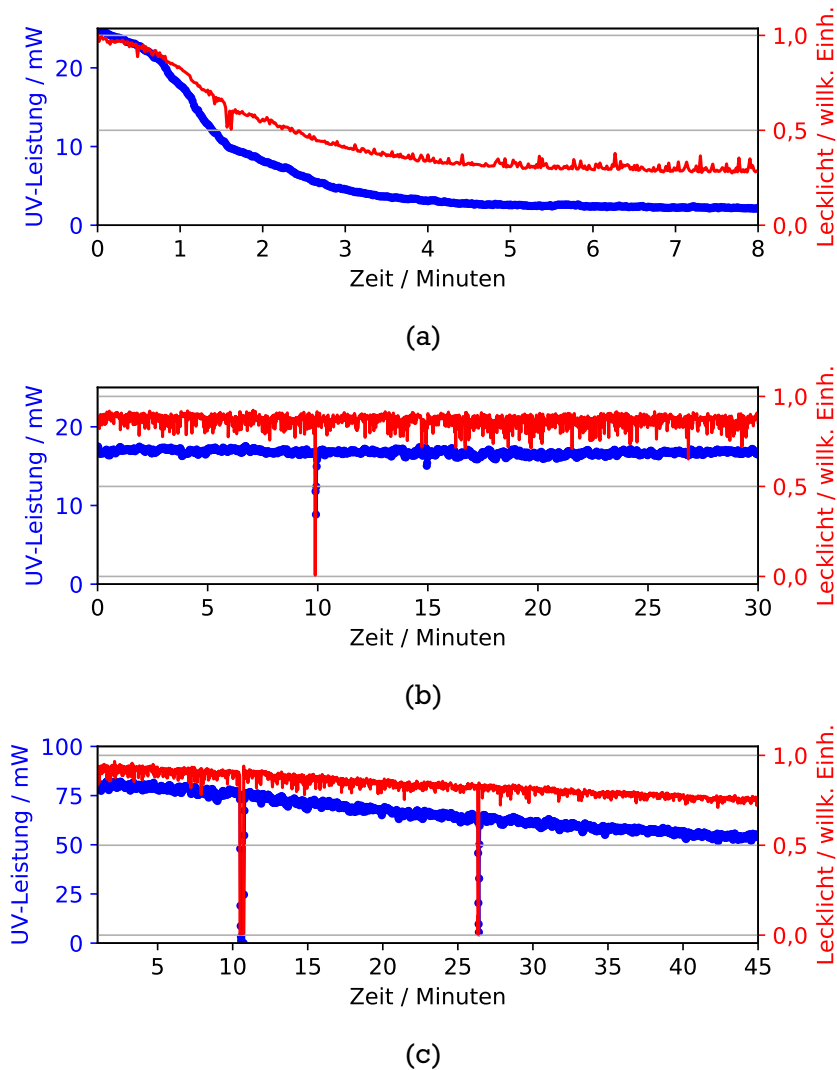


Abbildung 4.18: Degradierungsmessung am sphärischen Resonator bei unterschiedlichen Kristalltemperaturen: (a) Messung bei einer Kristalltemperatur von 100 °C und einer Fundamentalleistung vor dem Resonator von ca. 300 mW, (b) Messung bei einer Kristalltemperatur von 150 °C und einer Fundamentalleistung vor dem Resonator von ca. 300 mW, (c) Messung bei einer Kristalltemperatur von 150 °C und einer Fundamentalleistung vor dem Resonator von ca. 750 mW, detaillierte Beschreibung im Text. Die drei sichtbaren Einbrüche bei Minute 10 in (b) sowie Minute 11 und 27 in (c) sind auf kurze Aussetzer in der Stabilisierung des Resonators zurückzuführen.

mittels BBO untersucht. Allerdings kommen sie zu dem Schluss, dass der Mehraufwand einer elliptischen Fokussierung den geringen Gewinn an UV-Leistung nicht rechtfertigt. Eine theoretische Betrachtung der elliptischen Fokussierung bei kritischer Phasenanpassung ist von Freearde *et al.* durchgeführt worden [117]. Das von Steinbach gegebene, modifizierte Doppelintegral, das elliptische Fokussierung im kritischen Phasenanpassungsfall berücksichtigt, lautet [118]<sup>29</sup>

$$h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y) = \frac{\sqrt{\xi_x \xi_y}}{l^2} \cdot \int_0^l \int_0^l \frac{e^{i\Delta k(z'-z)} e^{-4B^2(z'-z)^2 \xi_x / l^2}}{\sqrt{1+i\tau'_x} \sqrt{1+i\tau'_y} \sqrt{1-i\tau_x} \sqrt{1-i\tau_y}} \cdot \quad (4.20)$$

Die Position des Fokus wird hier stets in der Kristallmitte verortet, wo sie für alle elliptischen Fokussierungen optimal ist. Die Phasenfehlانpassung  $\Delta k$  wird vernachlässigt, da diese im Experiment über den Phasenanpassungswinkel oder die Temperatur des Kristalls optimiert werden muss [118]. Die Lösungen dieser h-Funktion für sphärische Fokussierung, d.h. für  $\xi_x = \xi_y$  entsprechen den Lösungen der Gleichung 4.11 von BK. Wenn der Walkoff-Parameter  $B$  gegen Null geht ist die Funktion symmetrisch in x- und y-Richtung. Bei nicht verschwindendem  $B$  gilt aber, dass die Konversionseffizienz unterschiedlich von der Fokussierung der fundamentalen Strahlung in x- und y-Richtung abhängt. Für die Konversionseffizienz gilt analog zu Gleichung 4.23

$$\eta_{\text{Steinbach}} = l \cdot k_1 \cdot K \cdot h(B, \Delta k, \xi_x, \xi_y) \quad (4.21)$$

mit

$$K = \frac{2\omega_1^2 d_{\text{eff}}^2}{\pi c^3 n_1^2 n_2} \cdot \quad (4.22)$$

Eine Transformation dieser Gleichungen in geläufigere Einheiten liefert analog zu der Transformation weiter oben

$$P_2^{\text{Steinbach}} = \underbrace{\left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 \frac{1024\pi^5}{c n_1 n_2 \lambda_1^3} d_{\text{eff}}^2 \cdot l \cdot 10^{-23} \cdot h(\sigma, \beta, \kappa, \xi, \mu) \cdot P_1^2}_{\eta_{\text{Steinbach}}} \cdot \quad (4.23)$$

Wieder sind die Leistungen  $P_1$  und  $P_2$  in W, der effektive nichtlineare Koeffizient  $d_{\text{eff}}$  in pm/V, die Kristalllänge  $l$  in cm, die Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  in m/s und die Wellenlänge  $\lambda_1$  in m gegeben.

<sup>29</sup>In [118] fehlt in den letzten beiden Wurzeln im Nenner jeweils die imaginäre Einheit. Das ist hier korrigiert.

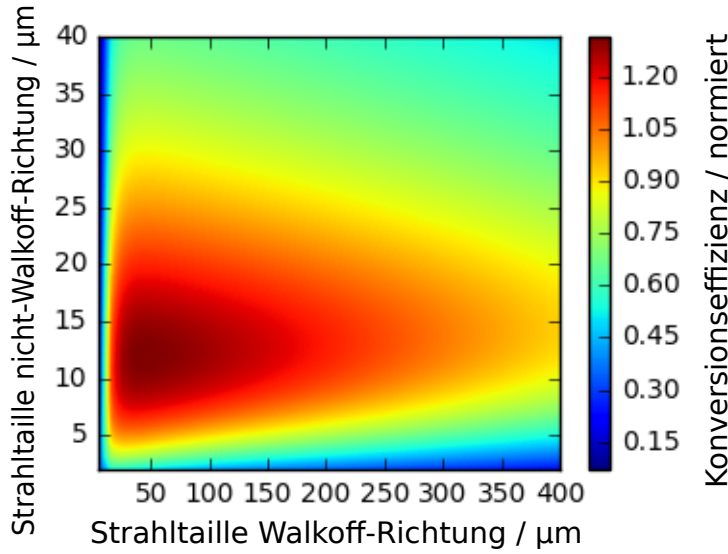


Abbildung 4.19: Normierte Konversionseffizienz nach Steinbach in Abhängigkeit der Strahltaillen in Walkoff- und nicht-Walkoff-Richtung, die Darstellung ist auf den sphärisch optimalen Fall normiert.

In Abbildung 4.19 sind die numerisch berechneten Werte der  $h$ -Funktion für die hier relevante SHG 514 nm → 257 nm in einem 10 mm langen BBO Kristall dargestellt. Die Werte sind als Falschfarben gegen die Strahltaillen der fundamentalen Strahlung in Richtung des Walkoffs ( $w_x$ ) und orthogonal dazu ( $w_y$ ) aufgetragen. Die Phasenfehlانpassung wurde hier vernachlässigt ( $\Delta k = 0$ ), da sie nur einen sehr geringen Einfluss auf das Maximum hat und experimentell durch den Winkel  $\theta$  optimiert wird [86]. Die Darstellung ist auf den sphärisch optimalen Fokus von 18,8  $\mu\text{m}$  normiert. Dadurch ist deutlich zu erkennen, dass sich die Effizienz durch ein elliptisches Strahlprofil unter dem Einfluss des Walkoffs steigern lässt. Das Maximum unter elliptischer Fokussierung von  $w_x = 45,2 \mu\text{m}$  zu  $w_y = 12,1 \mu\text{m}$  liegt 28 % über dem sphärischen Maximum. Die Steigerung wurde bereits, wie erwähnt, experimentell gezeigt, allerdings mit der Schlussfolgerung, dass die geringe Erhöhung der Effizienz den Aufwand einer elliptischen Fokussierung nicht rechtfertigt [117, 118]. Interessanter scheint aber die Insensitivität der Effizienz auf die Fokussierung in Richtung des Walkoffs.

Für die Spitzenbestrahlungsstärke im Kristall gilt für eine elliptische Gaußmode

$$I_{\max} = \frac{2P}{\pi w_x w_y} \quad (4.24)$$

mit Strahltaillen  $w_x$  und  $w_y$ . Es kann eine deutliche Reduktion dieser Größe durch ein elliptisches Strahlprofil der fundamentalen Strahlung erreicht werden, ohne merkliche Einbußen in der Konversionseffizienz erleiden zu müssen.

Tabelle 4.1: Verschiedene Fokussierungen im BBO: Die resultierende Intensität im Fokus und die erreichbare Konversionseffizienz im Einzeldurchgang sind auf das sphärische Maximum normiert.

Fall	Strahltaille $w_x$	Strahltaille $w_y$	Intensität	$\eta_{\text{Steinbach}}$
sphärisches Optimum	18,8 $\mu\text{m}$	18,8 $\mu\text{m}$	1,00	1,0
elliptisches Optimum	45,2 $\mu\text{m}$	12,1 $\mu\text{m}$	0,65	1,28
sphärischer Resonator	32 $\mu\text{m}$	32 $\mu\text{m}$	0,35	0,81
gewählte ellip. Fokussierung	271 $\mu\text{m}$	16 $\mu\text{m}$	0,8	1,06

In Tabelle 4.1 sind verschiedene mögliche Fokussierungen sowie die dazugehörigen Intensitäten im Fokus und die erreichbare Konversionseffizienz im Einzeldurchgang aufgelistet. Die Wahl fiel auf einen elliptischen Fokus, der in einem „proof of principle“ eine deutliche Reduzierung der Spitzenbestrahlungsstärke der fundamentalen Strahlung bei gleichzeitiger Erhöhung der Konversionseffizienz erlaubt.

Im Rahmen der - von Dr. Thorsten Führer betreuten und in enger Zusammenarbeit mit dem Autor durchgeführten - Masterthesis Herrn Daniel Preißlers wurde schließlich mit Hilfe eines evolutionären Algorithmus (EvA2<sup>30</sup>) eine Anordnung gefunden, um das gewünschte Strahlprofil innerhalb eines Überhöhungsresonators zu realisieren [119]. Es wurde sich zunächst für eine elliptische Fokussierung von  $w_x = 271 \mu\text{m}$  zu  $w_y = 16 \mu\text{m}$  entschieden. In Relation zur sphärischen Fokussierung des alten Resonators von  $w = 32 \mu\text{m}$  bietet diese eine um 25 % höhere Konversionseffizienz im Einzeldurchgang und eine Reduzierung der Spitzenbestrahlungsstärke der Fundamentalen um mehr als einen Faktor 4. In Abbildung 4.20 sind die Strahltaillen im neu konstruierten, elliptisch fokussierenden Resonator entlang der Ausbreitungsrichtung des Lichts aufgetragen. Es kann der gewünschte elliptische Fokus im BBO erzeugt werden. Lässt man die Mode im Resonator rückwärts durch den Einkoppelspiegel propagieren, findet sich ca. 15 cm vor dem Einkoppler ein Punkt an dem der sagittale und der tangentielle Strahl den gleichen Radius bei einer unterschiedlichen Divergenz besitzen. An dieser Stelle kann mit einer einzelnen Zylinderlinse die Modenanpassung in den Resonator vollzogen werden.

In Abbildung 4.21 ist die Aufbauskitze des Überhöhungsresonators dargestellt. Der gefundene Resonator kommt ohne zusätzliche Optiken aus und wurde in gewohnter Bow-Tie Bauweise konstruiert. Die Parameter der Spiegel wurden so optimiert, dass auf gängige Substrate zurückgegriffen werden konnte. In Tabelle 4.2 sind die Parameter der verwendeten Spiegel aufgelistet. Es kommen drei zylindrisch und ein sphärisch fokussierender Spiegel zum Einsatz. Es fällt auf, dass die Reflektivität des Einkopplers ungewöhnlich niedrig ist. Die gewünschte Reflektivität wurde nach Gleichung 4.19 bei linearen Verlusten von 1 % und einer Eingangsleistung von 2 W zu 97,6 % berechnet. Allerdings stand im Experiment dann nur ein Einkoppler mit Reflektivitäten von 97,1 % und 92,6 % für die s- und p-Polarisation respektive zur Verfügung. Es muss allerdings mit p-Polarisation im Resonator gearbeitet werden, da die elliptische Strahltaille durch die Resonatorgeometrie festgelegt ist. Deshalb

<sup>30</sup><http://www.ra.cs.uni-tuebingen.de/software/eva2/>

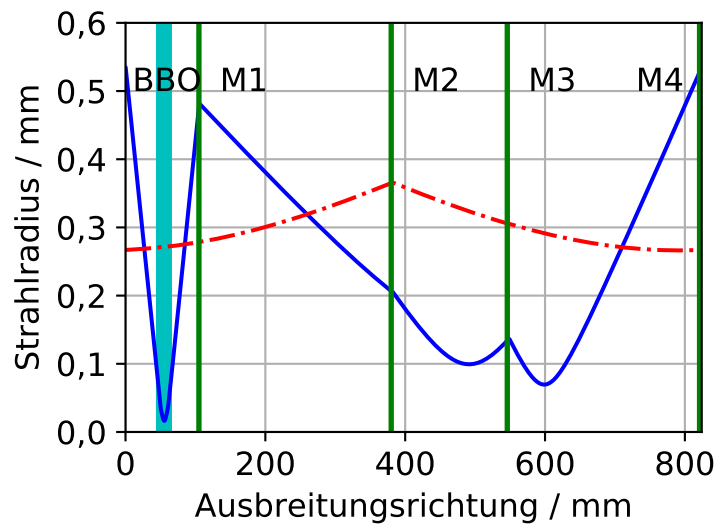


Abbildung 4.20: Der Verlauf der Strahltaillen im elliptisch fokussierenden Resonator: In Walkoff-Richtung, sagittal (gestrichelt rot) und orthogonal zur Walkoff-Richtung, tangential (durchgezogen blau) [121].

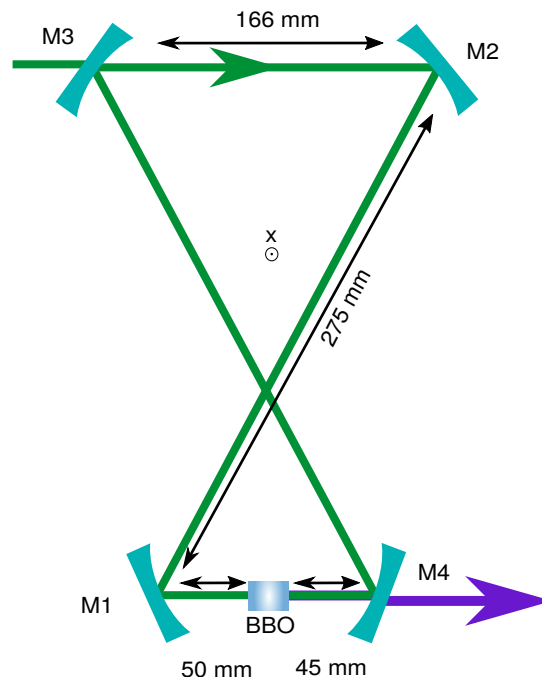


Abbildung 4.21: Aufbauskitze des elliptisch fokussierenden Resonators [121], Beschreibung im Text.

Tabelle 4.2: Reflektivitäten und Krümmungsradien der Spiegel im elliptisch fokussierenden Resonator

Spiegel	tangentialer Krümmungsradius	sagittaler Krümmungsradius	R 515 nm
M1	100 mm	$\infty$	99.9 %
M2	750 mm	750 mm	99.9 %
M3	100 mm	$\infty$	92.6 %
M4	100 mm	$\infty$	99.9 %

kann der Kristall auch nicht um  $90^\circ$  gedreht werden. Es muss mit der niedrigeren Finesse vorlieb genommen werden.

Die Erfahrung hat gezeigt, dass die Frequenzkonversion zur ultravioletten Wellenlänge sensibel auf die Qualität des eingesetzten BBO reagiert. Um die Stärke der im Folgenden vorgestellten Methode und die Unabhängigkeit von der Qualität des Kristalls zu demonstrieren, sind alle nun ab jetzt gezeigten Messungen am neuen elliptisch fokussierenden Resonator mit dem Kristall schlechterer Qualität durchgeführt. Dieser Kristall wurde auch für alle weiter oben gezeigten Degradierungsmessungen am sphärischen Resonator genutzt (vergleiche Abbildungen 4.16 und 4.18 (a)-(c)).

In Abbildung 4.22 ist eine Leistungskennlinie des neuen Resonators dargestellt. Dabei verlaufen die gemessenen Leistungs- und Konversionseffizienzwerte den nach Gleichung 4.16 gegebenen theoretischen Erwartungen. Erst oberhalb einer UV-Ausgangsleistung von 400 mW zeigen sich Abweichungen. Diese lassen auf thermische Effekte im Kristall schließen [94]. Die Konversionseffizienz erreicht mit 15 % einen relativ niedrigen Wert. Dies ist auf die relativ niedrige Finesse des Resonators und die schlechte Impedanzanpassung verursacht durch die niedrige Reflektivität des Einkopplers zurückzuführen.

Den schlussendlich wichtigen Beweis der Effektivität der elliptischen Fokussierung als Methode, der Degradierung des BBO-Kristalls bei der UV-Erzeugung entgegen zu treten, bringt die Langzeitmessung über 12 Stunden, dargestellt in Abbildung 4.23. Die Messung wurde mit demselben Kristall durchgeführt, der im konventionellen sphärisch fokussierenden Resonator innerhalb weniger Minuten degradiert. Die Temperatur des Kristalls betrug  $130^\circ\text{C}$ . Der Messaufbau entspricht dem zuvor am sphärisch fokussierenden Resonator verwendeten Aufbau, der in Abbildung 4.15 dargestellt ist.

Die drei Einbrüche der UV-Leistung, die mit entsprechenden Spitzen im Lecklicht und im reflektierten Licht einhergehen - zwischen der dritten und vierten Stunde der Messung - sind kurze Aussetzer in der Stabilisierung des Resonators zurückzuführen. Die UV-Ausgangsleistung liegt zum Beginn der Messung bei ca. 620 mW und zum Ende der Messung bei ca. 600 mW und bleibt damit nahezu unverändert. Auch die anderen Messpunkte zeigen kein Anzeichen einer Degradierung.

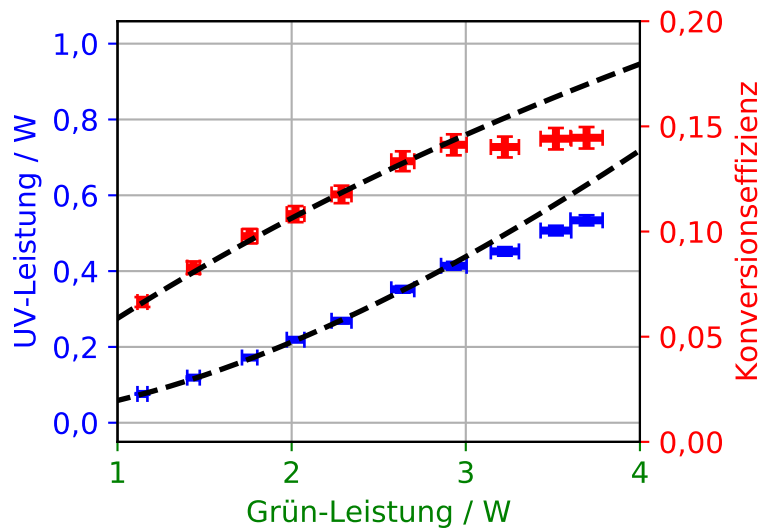


Abbildung 4.22: Leistungskennlinie des elliptisch fokussierenden Resonators: Beschreibung im Text, die gemessenen UV-Leistungen (blau), die entsprechenden Konversionseffizienzen (rot), die gestrichelten Linien Stellen Anpassungen der Formel 4.26 dar.

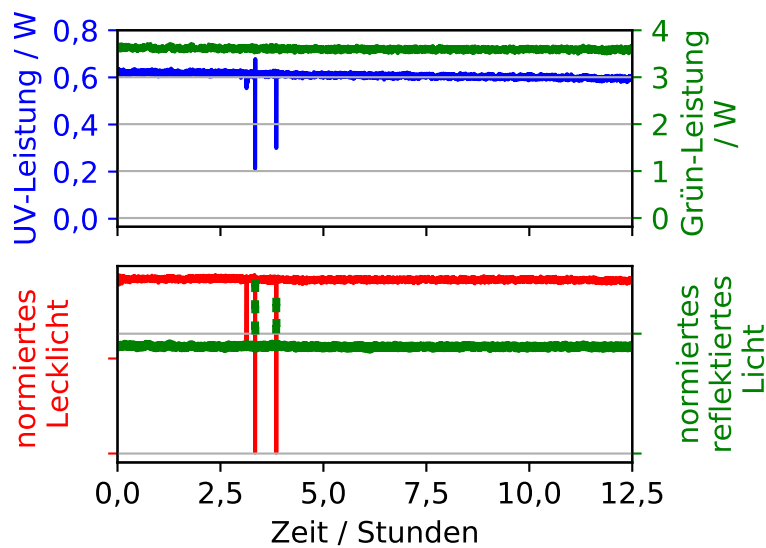
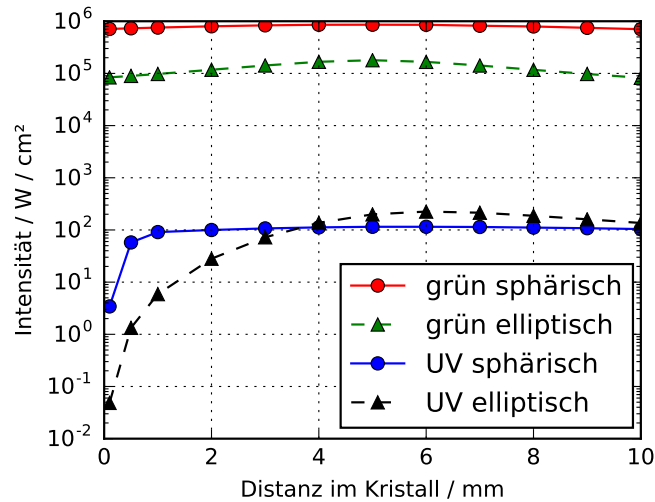


Abbildung 4.23: Messung am elliptisch fokussierenden Resonator: (oben) (grün) MP1: Leistung der Fundamentalen, (blau) MP4: UV-Leistung, (unten) (grün) MP2: teilweise reflektiertes Fundamentallight, (rot) MP3: Lecklicht des Resonators. Detaillierte Beschreibung im Text, die Einbrüche zwischen der dritten und vierten Stunde der Messung sind auf kurze Aussetzer der Stabilisierung des Resonators zurückzuführen.



Abbildungung 4.24: Logarithmische Auftragung der simulierten Werte der Intensitäten für Grün und UV, im sphärisch und elliptisch fokussierenden Fall, beide jeweils für eine UV-Ausgangsleistung von 25 mW, die im alten Resonator degradiert und im neuen stabil bleibt.

#### 4.4.3 Der Degradierungsprozess

An dieser Stelle sollen noch einmal alle gewonnenen Erkenntnisse zum Degradierungsprozess des BBO-Kristalls unter UV-Erzeugung zusammengefasst werden. Zunächst wurde bei einer Messung am sphärisch fokussierenden Resonator gezeigt, dass die Degradierung des Kristalls, die charakterisiert ist durch den Einbruch der erzeugten UV-Leistung, einhergeht mit einer Reduzierung der im Resonator umlaufenden Fundamentalleistung. Diese Degradierung findet unter fehlender Phasenanpassung im Kristall, d.h. unter Abwesenheit der UV-Photonen, nicht statt. Eine Wiederholung der Messung bei verschiedenen Kristalltemperaturen und Eingangsleistungen hat gezeigt, dass durch eine erhöhte Kristalltemperatur der Degradierungsprozess gestoppt bzw. verlangsamt werden kann.

Eine weitere interessante Erkenntnis liefert die Betrachtung der Intensitäten im Kristall. Der neue Resonator wurde unter dem Gesichtspunkt der Reduzierung der Bestrahlungsstärke im Kristall entwickelt. Allerdings wurde dabei lediglich das fundamentale Laserlicht berücksichtigt. Um die Intensitäten des erzeugten UV-Strahls zu berechnen, müsste der unter dem Walkoff propagierende Gaußstrahl mit der Konversionseffizienz entlang der Propagationsrichtung  $z$  im Kristall gewichtet werden. Eine Möglichkeit der Berechnung ist mit dem Programm SNLO gegeben [120]. In Anhang A finden sich die Details der Berechnungen. In Abbildung 4.24 sind die so berechneten maximalen Intensitäten logarithmisch entlang der Propagationsrichtung im Kristall dargestellt. Zugrunde gelegt ist der Fall einer UV-Ausgangsleistung von 25 mW, die im sphärisch fokussierenden Resonator zur Degradierung



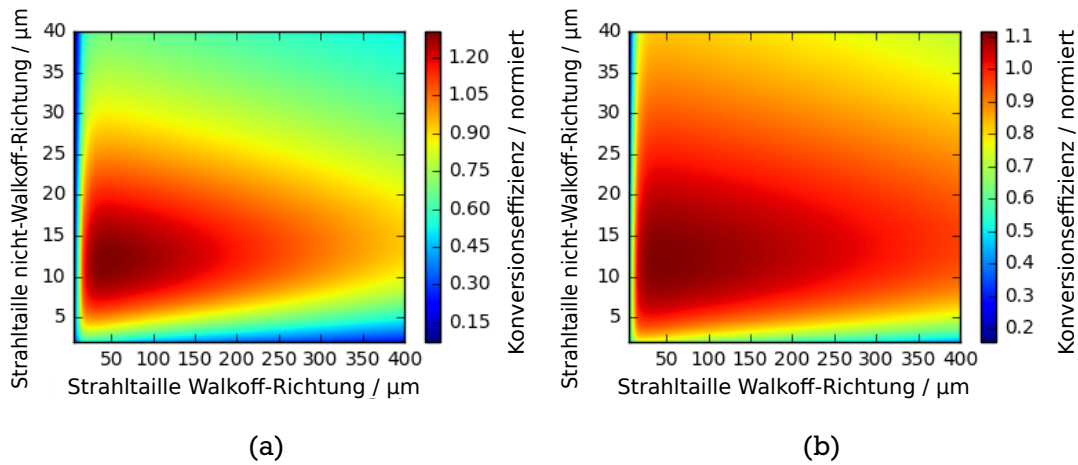


Abbildung 4.25: (a) Normierte Konversionseffizienz eines Überhöhungsresonators in Abhängigkeit der Strahltaillen in Walkoff- und nicht-Walkoff-Richtung bei einer Fundamentalleistung von 100 mW (b) Normierte Konversionseffizienz eines Überhöhungsresonators in Abhängigkeit der Strahltaillen in Walkoff- und nicht-Walkoff-Richtung bei einer Fundamentalleistung von 3 W.

führt und im elliptisch fokussierenden Resonator stabil bleibt. Die maximalen Intensitäten der fundamentalen Strahlung liegen wie erwartet für den neuen Resonator deutlich unter denen des konventionellen Resonators entlang des gesamten Kristalls. Für das erzeugte UV-Licht zeigt sich allerdings, dass bereits ab der Mitte des Kristalls die maximale Intensität im elliptisch fokussierenden Resonator über der im konventionell fokussierenden Resonator liegt. Die Simulation der beiden Fälle zeigt, dass unter höherer UV-Bestrahlungsstärke keine Degradierung stattfindet, sofern die grüne Bestrahlungsstärke wesentlich reduziert ist. Dieses Erkenntnis gemeinsam mit der Tatsache, dass sich durch eine erhöhte Kristalltemperatur die Degradierung aufhalten bzw. verlangsamen lässt, führt zu folgender Schlussfolgerung [121]: Zwei-Photonen-Absorption der UV-Strahlung im BBO führt zur Bildung von Farbzentren [122]. Die Absorption des grünen Fundamentallichts an diesen Farbzentren führt zu irreversiblen Beschädigungen an der Kristallstruktur. Die Reduzierung des Degradierungseffekts unter erhöhter Kristalltemperatur lässt sich somit auf die Verringerung des Zwei-Photonen-Absorptionskoeffizienten und auf die Verkürzung der Lebensdauer der Farbzentren zurückführen [122, 123]. Kumar et al. kommen bei einer Untersuchung der Erzeugung gepulsten Laserlichts mittels SHG in BBO bei 266 nm zu der gleichen Schlussfolgerung.

#### 4.4.4 Leistungsskalierung

Der Konstruktion des elliptisch fokussierenden Resonators lag die Berechnung der Konversionseffizienzen nach Gleichung 4.25 wie in Abbildung 4.19 dargestellt zu Grunde. Diese

Betrachtung berücksichtigt allerdings nicht die Konversion in einem Überhöhungsresonator. Wird nicht die Effizienz im Einzeldurchgang betrachtet, sondern der resonante Fall berücksichtigt - d.h. die Konversion innerhalb eines Überhöhungsresonators - zeigt sich ein bemerkenswerter Effekt. Um die resonante Frequenzverdopplung zu untersuchen, werden die Berechnungen nach Polzik und Kimble benutzt [94]. Für die resonante Konversionseffizienz gilt

$$\sqrt{\epsilon} = \frac{4T \sqrt{\eta_{\text{Steinbach}} P_1}}{\left[2 - \sqrt{1 - T} (2 - L - \sqrt{\epsilon \eta_{\text{Steinbach}} P_1})\right]^2} . \quad (4.25)$$

Die resonante Konversionseffizienz  $\epsilon$  ist im Gegensatz zu  $\eta_{BK}$  und  $\eta_{\text{Steinbach}}$  eine dimensionslose Größe. Es gilt

$$P_2 = \epsilon \cdot P_1 . \quad (4.26)$$

In Abbildung 4.25 (a) und 4.25 (b) ist  $\epsilon$  für den resonanten Fall aufgetragen, wobei die Eingangsleistung 100 mW respektive 3 W beträgt. Die Konversionseffizienzen sind jeweils auf den Fall sphärisch optimaler Fokussierung von 19  $\mu\text{m}$  normiert. Jeder Punkt ist mit optimaler Transmission des Einkopplers, d.h. perfekter Impedanzanpassung nach Gleichung 4.19 berechnet.

Für den Walkoff-Parameter des 10 mm langen BBO Kristalls gilt  $B = 19,2$ . Die linearen Verluste sind auf 1 % festgesetzt.

Für den Fall niedriger fundamentaler Eingangsleistung von 100 mW unterscheidet sich der Plot nicht merklich vom Einzeldurchgang, der in Abbildung 4.19 dargestellt ist. Bei einer höheren Eingangsleistung von 3 W zeigt sich aber eine deutliche Homogenisierung. D.h., die Konversionseffizienz beim optimal elliptischen Fokus unterscheidet sich nun weniger vom sphärisch optimalen Fall. Gleichzeitig ist der Gradient der Effizienz kleiner. Das lässt sich an der verwendeten Falschfarbenskala feststellen, die deutlich zusammenrückt. Dieser Umstand erlaubt es, noch größere Strahltaillen zu wählen, als durch die Berechnung des Einzeldurchgangs vermutet. Wird beispielsweise eine Fokussierung gewählt, die nicht nur in Walkoff-Richtung eine deutlich vergrößerte Strahltaile aufweist, sondern auch in nicht-Walkoff-Richtung eine Fokussierung größer als im zuvor verwendeten sphärisch fokussierenden Resonator, verringert sich auch die Intensität der erzeugten UV-Strahlung. Das bedeutet, dass unter Zuhilfenahme einer in beiden Richtungen schwachen, elliptischen Fokussierung und einer erhöhten Kristalltemperatur eine noch deutlich höhere, stabile UV-Ausgangsleistung möglich sein sollte.

## Kapitel 5

### Das transform limitierte Pulslasersystem

Das „white-light-cooling“ der verschiedenen Ionspezies am SIS100, wie in Kapitel 3 beschrieben, verlangt nach spezifischen spektralen Breiten, da diese direkten Einfluss auf die erreichbare relative Impulsverteilung und die Kühldauer haben [22]. Eine elegante, weil simple Methode, solche Breiten zur Verfügung zu stellen, ist die Ausnutzung der Fourier-Limitierung. Wird eine Sinusfunktion mit unendlicher Ausdehnung im Zeitraum betrachtet, entspricht die Fourier-transformierte im Frequenzraum einem Delta-Peak. Ist die Dauer der Sinusschwingung im Zeitraum begrenzt, verbreitert sich der Peak im Frequenzraum. Dementsprechend sind die spektralen Breiten von Lichtpulsen durch ihre zeitliche Länge nach unten limitiert. Pulse, die diese Grenze erreichen, werden Fourier-limitiert genannt [111].

Die Streurate des Laserlichts am Ionenstrahl ist proportional zum Verhältnis aus der Repetitionsrate des Lasers und der Umlauffrequenz der Ionen [23]. Daher sollte die Repetitionsrate möglichst hoch liegen, um eine starke Kühlkraft zu erzeugen. Als Mindestanforderung ist die Umlauffrequenz Lithium ähnlicher  $C^{3+}$ -Ionen im ESR gegeben. Diese liegt für die Anregung bei einer Wellenlänge von 257 nm bei ca. 1 MHz. Gleichzeitig sollen möglichst hohe Pulsenergien zur Verfügung stehen, um eine effiziente Kühlung zu gewährleisten, ohne den Laserstrahl zu stark fokussieren zu müssen. Da die spektrale Breite die benötigte Kühldauer und die erreichbare relative Impulsverteilung beeinflusst, soll sie flexibel einstellbar sein [23]. So kann im Experiment der optimale Wert bestimmt werden. Da die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen hauptsächlich durch die Ionenstrahlquelle bestimmt wird, ist die optimale spektrale Breite der Laserstrahlung für verschiedene Ionen unterschiedlich [27].

Das hier vorgestellte Pulslasersystem wird all diesen Anforderungen gerecht. Zur Erzeugung spektral verbreiterten Laserlichts werden Pulse mit einer Länge zwischen 48 ps und 733 ps bei der fundamentalen Wellenlänge von ca. 1028 nm erzeugt. Die daraus resultierenden spektralen Bandbreiten liegen zwischen 1,1 GHz und 9,8 GHz im infraroten Wellenlängenbereich. Die Pulswiederholrate übertrifft mit maximal 10 MHz sogar die Anforderung. Gleichzeitig kann diese beliebig im Bereich zwischen 1 MHz und 10 MHz eingestellt werden. Dadurch wird es später möglich sein, die Laserpulse auf die einzelnen Ionenpakete zu triggern, falls dies erforderlich ist. Die spektrale Breite des Lichts lässt sich über eine Größenordnung frei wählen, indem die Länge der erzeugten Pulse variiert wird. Dadurch wird es möglich sein, das Lasersystem für optimale Kühdauern und niedrige relative Impulsverteilungen einzurichten und den Einfluss auf diese Größen systematisch zu untersuchen.

In Abbildung 5.1 ist der schematische Gesamtaufbau des gepulsten Lasersystem dargestellt.

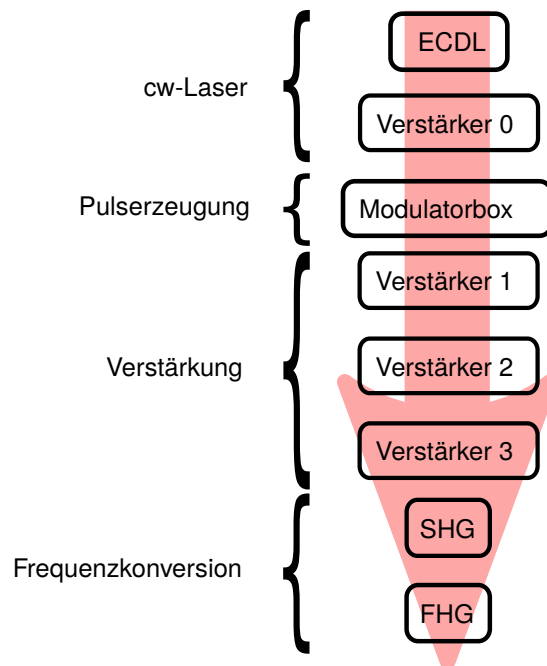


Abbildung 5.1: Funktionale Übersicht über die vier Teile des Pulslasersystems: Ein EC DL stellt schmalbandiges Laserlicht bei 1028 nm zur Verfügung. Die Leistung dieses Lichts wird in einem Faserverstärker auf bis zu 5 W erhöht. Eine Modulatorbox schneidet Pulse mit einer Dauer von weniger als einer ns aus. Die Pulsenergie wird in drei aufeinander folgenden Faserverstärkerstufen erhöht. Anschließend wird das Licht durch Frequenzverdopplung zu 514 nm und schließlich zu 257 nm frequenzkonvertiert.

Das System besteht aus vier funktionalen Abschnitten:

1. dem cw-Teil,
2. der Pulserzeugung,
3. der Verstärkung der Pulse,
4. der nichtlinearen Frequenzkonversion.

Im Folgenden wird das neu entwickelte gepulste Lasersystem besprochen. Dabei werden die funktionalen Einheiten aus der Übersicht in Abbildung 5.1 einzeln behandelt. Der cw-Teil wird dabei nur sehr kurz betrachtet, da dieser weitestgehend dem Aufbau aus Kapitel 4 entspricht. Der Aufbau der restlichen Einheiten wird detailliert inklusive der verwendeten Komponenten beschrieben, um den Nachbau des Systems bzw. die Reproduktion der Ergebnisse möglichst einfach zu gestalten.

## 5.1 CW-Laser

Der cw-Teil entspricht einem Masteroszillator-Faserverstärker Aufbau, wie er bereits in Kapitel 4 besprochen wurde. Der verwendete ECDL erlaubt es, die Zentralwellenlänge mit Hilfe eines durch einen Piezoaktor verstellbaren optischen Gitters anzupassen und auf den Messwert eines Wellenlängenmeters zu regeln. Die Stabilität des Masteroszillators wird erhöht, indem der interne auf den externen Resonator stabilisiert wird [72, 124]. Der Aufbau des ECDL ist bereits im Rahmen einer anderen Arbeit erfolgt [48]. Daher wird er an dieser Stelle nicht näher betrachtet und auf die entsprechende Publikation verwiesen. Die Bedingungen an den Masteroszillator sind:

1. Die Wellenlänge muss regelbar sein, um im Experiment den energetischen Überlapp der Ionen und der Laserstrahlung gewährleisten zu können.
2. Das emittierte Licht muss als Einzelmode vorliegen.
3. Da der gesamte Aufbau polarisationssensibel ist, muss auch die Strahlung des Masteroszillators eine stabile Polarisation aufweisen.
4. Um den cw-Faserverstärker - also die nullte Stufe - seeden zu können, wird eine minimale Ausgangsleistung im einstelligen mW-Bereich benötigt.
5. Für die Pulserzeugungseinheit soll die Linienbreite des cw-Lasers kleiner als 10 MHz sein.

Durch einen ECDL sind all diese Bedingungen erfüllt. Es sind aber auch andere Strahlquellen als Masteroszillator denkbar, wie später in Kapitel 6 besprochen wird.

Der Aufbau des Faserverstärkers entspricht dem in Abschnitt 4.1 gezeigten. Die verwendeten Komponenten sind nahezu identisch, es wird lediglich eine schwächere Pumplaserdiode<sup>31</sup> mit einer maximalen Ausgangsleistung von 15 W verwendet. Daher wird an dieser Stelle auf eine vollständige Charakterisierung des Faserverstärkers verzichtet und auf Abschnitt 4.1 verwiesen. Der verwendete Faserverstärker stellt problemlos eine Leistung von 5 W bereit. Das entspricht dem Maximum an Leistung, die für die nachfolgende Pulserzeugung verwendet werden darf.

---

<sup>31</sup>M976±0.5-15-F105/22-T4S, Photontec Berlin GmbH, [www.photontec-berlin.com/](http://www.photontec-berlin.com/)

## 5.2 Pulserzeugung

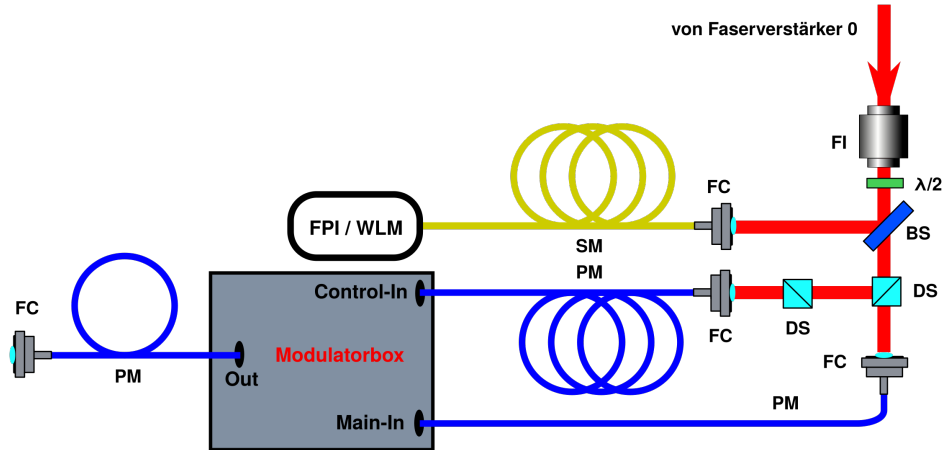


Abbildung 5.2: Der Aufbau der Einkopplung in die Modulatorbox: Beschreibung im Text, BS: Beamsampler, DS: Dünnschichtpolarisator, FC: Faserkoppler, FI: Faraday-Isolator, PM: polarisationserhaltende Glasfaser, SM: Einzelmodenglasfaser,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen.

In Abbildung 5.2 ist der Aufbau der zur Pulserzeugung verwendeten Modulatorbox sowie die Einkopplung in selbige dargestellt. Die Auskopplung aus dem cw-Faserverstärker (Verstärkerstufe 0) erfolgt mittels eines Faserkopplers mit einer 7,5 mm brennweitigen, asphärischen Linse<sup>32</sup>. Der Modenfelddurchmesser in der Verstärkerfaser beträgt 11  $\mu\text{m}$ . Das verstärkte s-polarisierte Licht passiert einen Faraday-Isolator<sup>33</sup> und wird anschließend mittels einer Halbwellenplatte<sup>34</sup> zur p-Polarisation gedreht. Dadurch minimiert sich die reflektierte Leistung am folgenden Beamsampler<sup>35</sup>. Der dort reflektierte Teil des Lichts wird in eine Einzelmodenfaser eingekoppelt, um zur Messung der Wellenlänge oder zur Kontrolle des Einzelmodencharakters des ECDL in einem Scanning-Fabry-Pérot Interferometer (FPI) genutzt zu werden. Der den Beamsampler transmittierende Hauptteil des Lichts wird in einem Dünnschichtpolarisator<sup>36</sup> aufgeteilt. Dieser ist auf maximale Transmission justiert, da für den reflektierten Teil ein Minimum an Leistung ausreichend ist. Da der Polarisationsgrad des reflektierten Arms gerade einmal 20:1 beträgt, wird mit einem zweiten Dünnschichtpolarisator gleicher Sorte das Polarisationsverhältnis in diesem Arm auf 3.600:1 erhöht. Der am ersten Polarisator transmittierte Anteil weist einen Polarisationsgrad von 9.800:1 auf. Anschließend erfolgt die Einkopplung in den Haupt- und in den Kontrolleingang der Modulatorbox. Beide sind mit einer polarisationserhaltenden Monomodenfaser<sup>37</sup>, die einen

<sup>32</sup> PAF-X-7-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>33</sup> FI-1060-55C, Qioptiq Photonics GmbH Co. KG, [www.qioptiq.de](http://www.qioptiq.de)

<sup>34</sup> WPH05M-1030, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>35</sup> BSF10-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>36</sup> G335-723-000, Qioptiq Photonics GmbH Co. KG, [www.qioptiq.de](http://www.qioptiq.de)

<sup>37</sup> PM980-XP (PANDA), Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

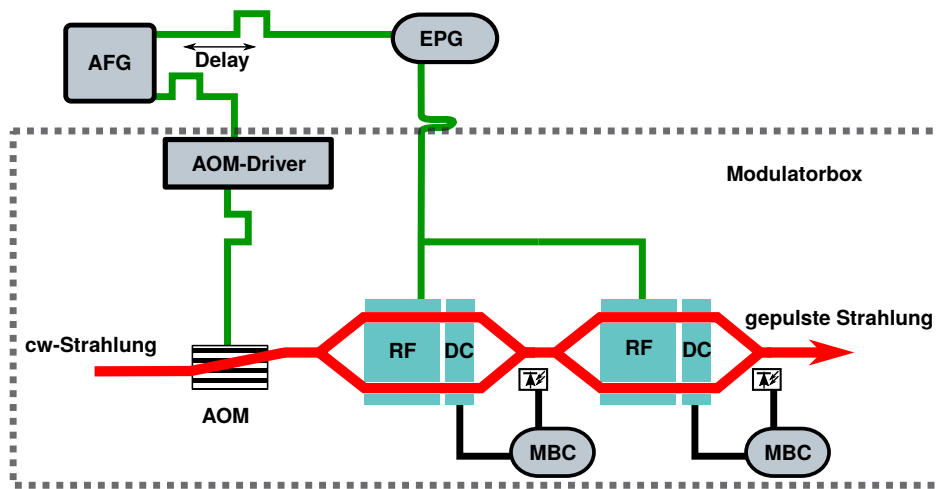


Abbildung 5.3: Funktionale Übersicht der Modulatorbox: Beschreibung im Text, AFG: Funktionsgenerator, EPG: elektronischer Pulsgenerator, DC: Elektroden zur Offset-Korrektur, RF: schnelle Elektroden zur Pulserzeugung, MBC: Offset-Regelung, in grün und schwarz sind die elektronischen Signale, in rot der Verlauf der Laserstrahlung dargestellt.

Modenfelddurchmesser von  $7\ \mu\text{m}$  besitzt und mit einem APC-Stecker abgeschlossen ist, versehen. Zum Einkoppeln des verstärkten Lichts eignen sich Faserkoppler<sup>38</sup> mit einer Linse der Brennweite  $4,5\ \text{mm}$ . Auf Halbwellenplatten vor den beiden Faserkopplern kann verzichtet werden. Der Polarisationsgrad des durch eine äquivalente Transportfaser transmittierten Lichts beträgt  $600:1$  für den Kontrolleingang und  $1000:1$  für den Haupteingang. Diese Werte liegen, trotz des Verzichts auf  $\lambda/2$ -Platten zur Anpassung der Polarisation, deutlich über dem typischerweise für diesen Fasertyp angegebenen Polarisationsgrad von  $250:1$ .

Zur Pulserzeugung wird eine kommerzielle Modulatorbox<sup>39</sup> eingesetzt. Diese erlaubt es Pulse zu erzeugen, die eine Länge zwischen  $48\ \text{ps}$  und  $733\ \text{ps}$  besitzen. Die Repetitionsrate kann dabei zwischen  $1\ \text{MHz}$  und  $10\ \text{MHz}$  frei gewählt werden. Die Modulatorbox besteht aus einem akustooptischen Modulator (AOM) und zwei elektrooptischen Modulatoren (EOM). Die EOMs sind als Wellenleiter im Mach-Zehnder-Prinzip aufgebaut. Eine funktionale Übersicht über die Pulseinheit ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

Zunächst wird ein Funktionsgenerator<sup>40</sup> genutzt, um zwei Triggersignale auszugeben. Ein Kanal gibt  $50\ \text{ns}$  lange Rechteckpulse mit einer Spannung zwischen  $0\ \text{V}$  und  $2,5\ \text{V}$  an den Treiber des AOM, der in der Modulatorbox verbaut ist. Der zweite Kanal gibt mit einer Verzögerung im zweistelligen ns-Bereich  $50\ \text{ns}$  lange Rechteckpulse mit einer Spannung zwischen  $-200\ \text{mV}$  und  $200\ \text{mV}$  an den elektronischen Pulsgenerator (EPG).

<sup>38</sup>PAF-X-5-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>39</sup>ModBox-Pulse-1029 nm-80 ps-1 MHz-50 dB, Photline Technologies, Besancon, (jetzt ixblue, [www.ixblue.com](http://www.ixblue.com))

<sup>40</sup>AFG 3052C, Tektronix, Inc., [www.tek.com](http://www.tek.com)

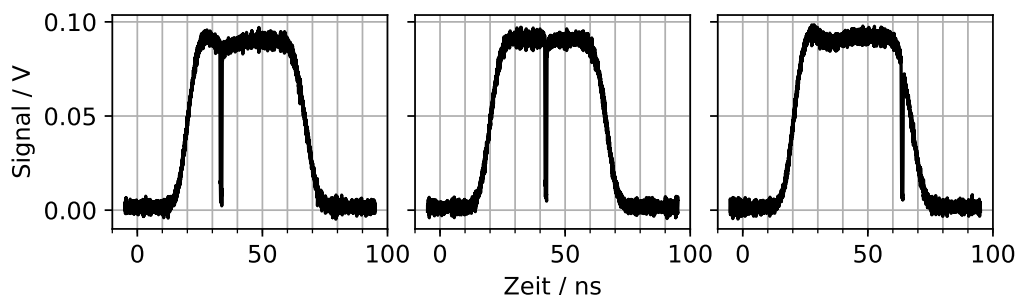


Abbildung 5.4: Photodiodensignal des 50 ns Makropulses, in den Abbildungen ist von links nach rechts jeweils ein EOM-negativ-Puls mit einer Verzögerung von 40 ns, 50 ns und 70 ns zu sehen.

Im AOM wird für die Dauer von 50 ns das eingekoppelte cw-Licht in eine Beugungsordnung geführt. Die so erzeugten Pulse werden dann zu den elektrooptischen Modulatoren weiter geführt. Die letztendlichen Pikosekundenpulse werden in den EOMs aus dem 50 ns-AOM-Makropuls geschnitten. Auf diese Weise wird die in den EOMs deponierte Energie reduziert. Dadurch kann die eingekoppelte cw-Leistung erhöht werden. Die Limitierung der Eingangsleistung ist durch die Zerstörschwelle der EOMs gegeben. Es ist möglich, bei einer Pulswiederholrate von 1 MHz bis zu 5 W cw-Leistung in die Modulatorbox einzukoppeln. Die Eingangsleistung muss entsprechend der Pulswiederholrate reduziert werden, sodass bei 10 MHz noch 500 mW cw-Licht eingekoppelt werden dürfen. Der EPG<sup>41</sup> generiert zu jedem Triggersignal einen Pikosekundenpuls. Die Länge des Pulses wird über ein Zehngangpotentiometer zwischen 75 ps und 735 ps gewählt. Diese elektrischen Pulse mit einer Amplitude von maximal 500 mV variieren die Phasenverschiebung in den Mach-Zehner-Interferometern, sodass konstruktive Interferenz herrscht. Dadurch entstehen optische Pulse, die in ihrer Gestalt zu den elektrischen korrelieren. Da die relative Phase in den Modulatoren sehr sensitiv auf die Laborbedingungen (Temperatur, Luftdruck, etc.) reagiert, wird die Unterdrückung des cw-Lichts über einen Regelkreis (engl. modulator-bias-control, MBC) kontrolliert. Hierzu wird die DC-Spannung moduliert und das entstehende Fehlersignal mittels Photodiode jeweils nach den Interferometern detektiert. Zu diesem Zweck wird nicht das in den Main-In gekoppelte Licht genutzt, sondern es wird in einen zweiten Kontrolleingang ca. 1,5 mW cw-Licht gekoppelt. Für die Funktion des MBC ist eine ausreichend gute Polarisation des eingekoppelten cw-Lichts unabdingbar. Die Triggersignale für den AOM-Treiber und den EPG werden im AFG mit einer Verzögerung zueinander ausgestattet. Das ist notwendig, um die Transmissionszyklen des AOM und der beiden EOM aufeinander abzustimmen, sodass die EOMs Pikosekundenpulse aus dem vorgeschrittenen 50 ns AOM-Puls schneiden. Die Verzögerung muss dabei abhängig von der gewählten Pulswiederholrate so eingestellt werden, dass die konstruktive Interferenz in den EOMs, die durch den Spannungspuls des EPG ausgelöst wird, während des einlaufenden 50 ns-Makropulses stattfindet. In Abbildung 5.4 ist die

<sup>41</sup>PGB-300, Alnair Labs Corporation, [www.alnair-labs.com](http://www.alnair-labs.com)



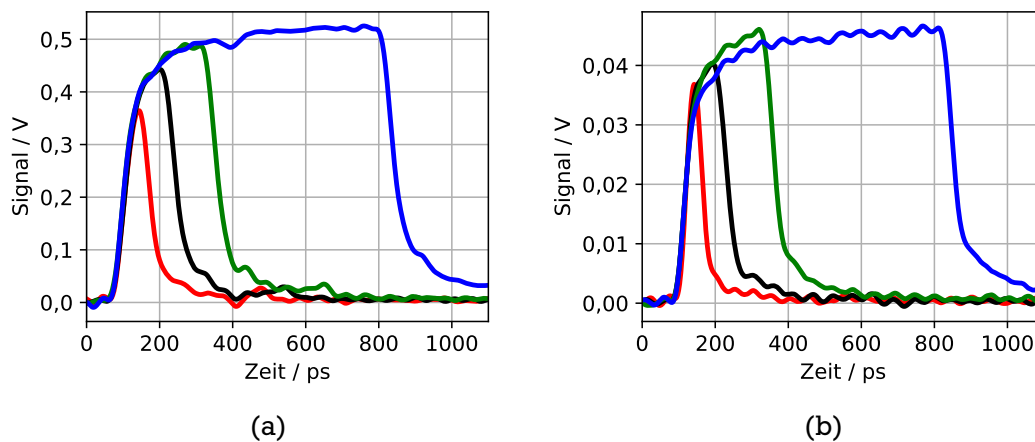


Abbildung 5.5: (a) Die elektronischen Pulse des EPG bei vier ausgewählten Längen zwischen 70 ps und 740 ps, (b) die resultierenden optischen Pulse direkt nach der Modulatorbox gemessen mit einer schnellen Photodiode, mit Längen zwischen 48 ps und 733 ps.

Einstellung der Verzögerung dargestellt. Hierzu wurde die Transmission an den EOMs auf 100 % gestellt. Der elektronische EPG-Puls führt nach wie vor zu einer Phasenverschiebung um  $\pi$ , sodass die Transmission für diese Zeit auf Null sinkt. Es sind drei AOM-Makropulse dargestellt. Die Verzögerung zwischen AOM- und EPG-Trigger wurde zwischen 40 ns und 70 ns variiert, sodass der Pikosekundeneinschnitt variiert.

In Abbildung 5.5 (a) sind die elektrischen Pulse des EPG dargestellt. Deren Halbwertsbreite (FWHM) liegt zwischen 75 ps und 735 ps. Die resultierenden optischen Pulse sind in Abbildung 5.5 (b) dargestellt. Die Halbwertsbreiten variieren zwischen 47 ps und 733 ps. Es ist zu erkennen, dass die kürzesten EPG Pulse nicht die volle Spannungsamplitude erreichen, dadurch wird die Phase an den Modulatoren nicht bis auf maximale konstruktive Interferenz gedreht. Der resultierende optische Puls ist dadurch verkürzt und energiearm.

Da die eingekoppelte cw-Leistung an die entsprechende Repetitionsrate angepasst wird, ist die erzeugte durchschnittliche Ausgangsleistung für eine Pulslänge bei allen Puls wiederholraten gleich. Die Pulsenergie skaliert daher mit der Repetitionsrate. Die erzeugten durchschnittlichen Leistungen liegen zwischen 8(1)  $\mu\text{W}$  und 300(20)  $\mu\text{W}$ . Die entsprechenden Pulsenergien liegen zwischen 0,8 pJ und 300 pJ. Die erzeugten Leistungen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Zur Überprüfung des Spektrums der Pulse wird ein Scanning-Fabry-Pérot Interferometer<sup>42</sup> (FPI) eingesetzt. Für dieses wird ein freier Spektralbereich (FSR) von 10 GHz angegeben. Das konfokale FPI zeichnet sich durch eine robuste und relativ simple Justage aus.

Der FSR des konfokalen FPIs beträgt [111]

<sup>42</sup>SA210-8B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

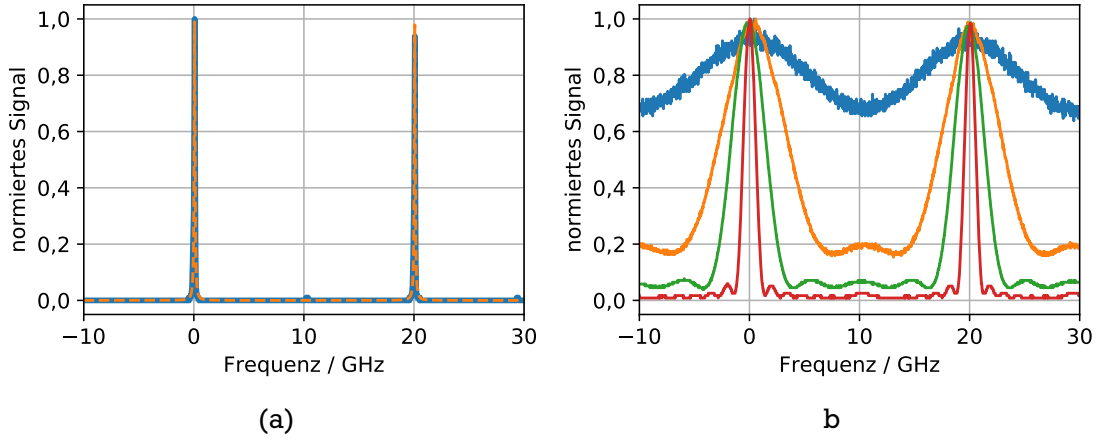


Abbildung 5.6: Transmittiertes Signal des 20 GHz-FSR FPIs: (a) für 50 ns-Pulse (blau), Anpassung einer Airy-Funktion (orange), (b) für Pulse mit 47 (rot), 115 (grün), 243 (orange) und 733 ps-Länge (blau).

$$FSR = \frac{c}{2L} . \quad (5.1)$$

Der vom Hersteller angegebene Wert ist gerade halb so groß, wie durch diese Formel zu erwarten. Der Grund liegt in der hohen Entartung von Nebenmoden im konfokalen FPI. Dabei handelt es sich um entartete höhere Transversalmoden, die gerade auf den halben Weglängenunterschied fallen [111]. Das konfokale FPI lässt sich daher bei guter Modenanpassung auf den tatsächlichen FSR justieren. Die Strahltaile der  $TEM_{00}$ -Eigenmode des verwendeten FPIs mit einer Länge  $L$  von 7,5 mm beträgt [111]

$$w_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{2\pi}} = 35 \mu\text{m} . \quad (5.2)$$

Zur Justage des FPIs werden die EOMs auf 100 % Transmission gestellt. Der so erzeugte 50 ns Puls des AOM hat eine zu erwartende spektrale Breite von ca. 18 MHz. In Abbildung 5.6 (a) ist das resultierende Signal des FPIs bei der Verstimmung über mehr als einen vollen FSR dargestellt. Die beiden Peaks der Hauptmode liegen 20 GHz auseinander. In einem Abstand von 10 GHz lässt sich der Peak der nahezu vollständig unterdrückten Nebenmoden beobachten. Die ebenfalls dargestellte Anpassung einer Airy-Funktion liefert spektrale Breiten der gewünschten Peaks von 97(3) MHz.

In Abbildung 5.6 (b) sind die FPI-Spektren der Pulse mit einer Länge von 48 ps bis 733 ps dargestellt. Das Spektrum der Pulse ergibt sich als Faltung der Linienbreiten des cw-Lichts, des 50 ns langen Pulses, des Pikosekundenpulses und der Airy-Funktion des FPIs. Die spektralen

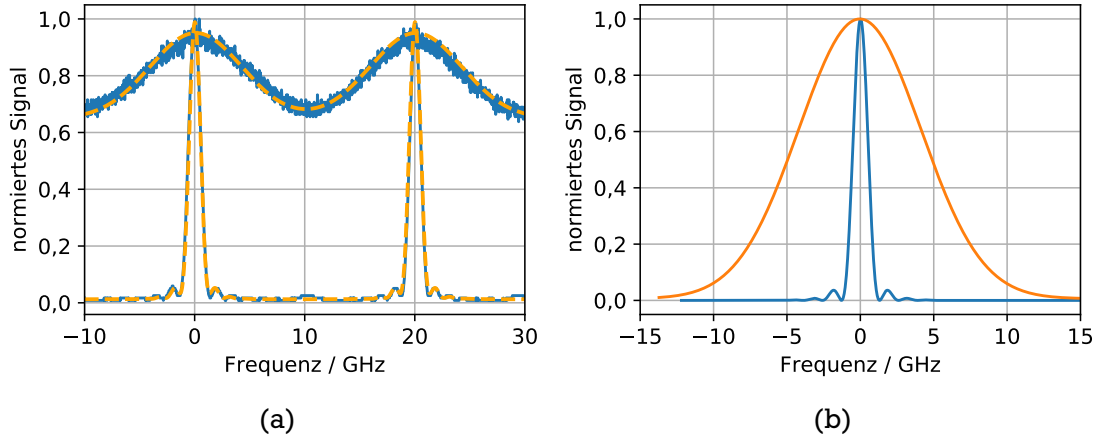


Abbildung 5.7: (a) Transmittiertes Signal des 20 GHz-FSR FPIs für Pulse mit einer Länge von 733 ps und 47 ps: gemessene Werte (blau), Anpassung einer Faltung aus einer Airy-Funktion mit dem Produkt einer quadrierten Sinc-Funktion und einer quadrierten Gaußverteilung (gestrichelt orange), (b) aus der Anpassung gewonnene spektrale Verteilungen der gepulsten Strahlung für 47 ps (orange) und 733 ps-Pulse (blau).

Breiten des cw-Lichts bzw. der Verbreiterung durch den 50 ns-Puls können im Vergleich zu den anderen Breiten vernachlässigt werden. Die Airy-Funktion des FPIs [125]

$$I_{\text{Airy}}(\nu) = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2\left(\pi \frac{(\nu-\nu_0)}{l}\right)} \quad (5.3)$$

mit der Reflektivität der Spiegel  $R$ , der Position des ersten Peaks  $\nu$  und dem Abstand der Peaks  $l$ , der dem FSR entspricht, ist aus der Messung bekannt. Die spektrale Breite der Pikosekundenpulse ist schlussendlich entscheidend für das Experiment zur Kühlung der Ionen. Da die EOMs eine endliche Anstiegs- und Abfallzeit besitzen, können der spektralen Betrachtung keine reinen Rechteckpulse zugrunde gelegt werden. Stattdessen werden die Pulse als Faltung eines Gaußpulses mit einem Rechteckpuls im Zeitraum betrachtet. Aus dem Faltungstheorem für die Fouriertransformation ist bekannt, dass die Faltung im Zeitraum einem Produkt der Fourier-transformierten Funktionen im Frequenzraum entspricht. Das bedeutet, dass sich an die gemessenen Werte in Abbildung 5.6 (b) die Faltung einer Airyfunktion mit dem Produkt eines quadrierten Sinus cardinalis und einer quadrierten Gaußverteilung anpassen lässt

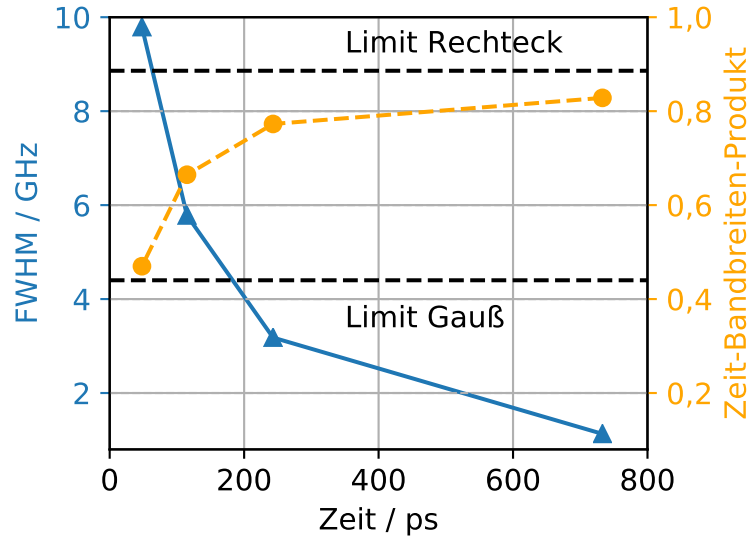


Abbildung 5.8: Zeitbandbreitenprodukt der erzeugten Laserpulse: (links, blau) die spektrale Bandbreite ist gegen die Pulslänge aufgetragen, (rechts, orange) das resultierende Zeit-Bandbreiten-Produkt ist gegen die Pulslänge aufgetragen, die verbindenden Linien dienen der Führung der Augen. Die beiden gestrichelten Linien stellen jeweils das Limit für das TBP eines Laserpulses mit einem zeitlichen Verlaufes einer Rechteck- bzw. einer Gaußverteilung dar.

$$I_{\text{gesamt}}(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} d\tau I_{\text{Airy}}(\tau) \cdot \text{sinc}^2(\nu - \tau) \cdot \exp\left[-4\log(2)\frac{(\nu - \tau)^2}{b^2}\right] + o. \quad (5.4)$$

Aus letzterem Produkt kann dann die tatsächliche spektrale Bandbreite der Laserpulse gewonnen werden. Die so gefundenen Spektren der Pulse sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Die erzeugten spektralen Breiten liegen zwischen 1,1 GHz und 9,8 GHz. In Abbildung 5.8 sind die erzeugten Pulsbandbreiten und das Zeit-Bandbreiten-Produkt (engl. time-bandwidth-product, TBP) über die Pulslänge aufgetragen.

Es ist erkennbar, dass sich das TBP aller Pulse innerhalb einer Spanne begrenzt durch zwei Schranken befindet. Die untere Schranke ist durch das TBP eines Gauß-verteilten Laserpulses gegeben und beträgt 0,44. Das TBP eines Rechteckpulses in der Zeit ist mit 0,886 gegeben. Da sich die Form der Laserpulse mit der Pulslänge ändert, ändert sich auch das jeweilige TBP. Daraus wird geschlussfolgert, dass es sich hier um Fourier-transform limitierte Laserpulse handelt.

Tabelle 5.1: Überblick über die erzeugten Pulse: Der Eintrag Potentiometer entspricht der Skalenteileinstellung am Zehngangpotentiometer des elektrischen Puls-generators. Die durchschnittliche Ausgangsleistung ist für alle Repetitions-raten zwischen 1 MHz und 10 MHz gleich, lediglich die Pulsenergie skaliert. Der Eintrag TBP enthält das Zeit-Bandbreiten-Produkt.

Potentiometer	Pulslänge	durchschnittliche Leistung	spektrale Breite	TBP
0	47(5) ps	8(1) $\mu$ W	9,79(31) GHz	0,46(2)
0,5	115(5) ps	40(10) $\mu$ W	5,99(21) GHz	0,69(2)
2	243(5) ps	107(15) $\mu$ W	3,21(13) GHz	0,78(2)
10	733(5) ps	300(20) $\mu$ W	1,12(10) GHz	0,82(2)

### 5.3 Pulsverstärkung

Die Methode zur Erzeugung der Laserpulse hat ihre Stärken in dem transform limitierten Charakter und in ihrer Flexibilität bezüglich der Pulslänge und der Repetitionsrate. Durch das Ausschneiden aus dem cw-Licht stellt die cw-Leistung aber auch die obere Schranke der Pulsspitzenleistung dar und offenbart die Schwäche der Methode. Es wird nur leistungsarme gepulste Strahlung generiert. Zudem ist die Dämpfung durch die Modulatorbox mit  $-10$  dB zu berücksichtigen. Das Produkt aus Repetitionsrate und Pulslänge (engl. duty cycle) liegt zwischen  $4,7 \cdot 10^{-5}$  und  $7,3 \cdot 10^{-3}$ . Es ergeben sich so durchschnittliche Ausgangsleistungen nach der Modulatorbox zwischen ca.  $8 \mu\text{W}$  und  $300 \mu\text{W}$ . Da die eingekoppelte cw-Leistung an die jeweilige Repetitionsrate angepasst wird, gelten diese Leistungen für die Pulslängen zwischen  $47$  ps und  $733$  ps unabhängig von der jeweiligen Pulswiederholungsrate. Die Energie der erzeugten Pulse ist deutlich zu niedrig, um eine effiziente nichtlineare Frequenzkonversion zu  $514$  nm, geschweige denn zu  $257$  nm zu gewährleisten. Es werden daher, wie im cw-System, Ytterbium dotierte, optische Verstärker eingesetzt, um die Pulsenergie zu erhöhen. Bei der Wahl der passenden Verstärkeranordnungen sind insbesondere zwei Effekte zu beachten: Ist die Seedleistung für den optischen Verstärker zu gering, steigt der stets vorhandene Untergrund aus verstärktem, spontan emittiertem Licht (engl. amplified-spontaneous-emission, ASE). Dies kann soweit gehen, dass aus diesem Untergrund heraus unerwünschtes Lasing stattfindet. Ist die verstärkte Intensität zu groß, entstehen nichtlineare Effekte, die die Ausgangsstrahlung spektral beeinträchtigen können. Durch eine höhere Pulswiederholungsrate steht - zeitlich gesehen - öfter Seedstrahlung im kontinuierlich gepumpten Verstärkermedium zur Verfügung. Daher sinkt der ASE-Anteil mit der Repetitionsrate. Auch die Pulsspitzenleistung sinkt, wenn die Pulswiederholungsrate erhöht wird. Daher treten unerwünschte nichtlineare Effekte in der Verstärkerfaser dann seltener auf. Um eine optimale Verstärkung zu erzielen, werden drei aufeinander folgende Verstärker eingesetzt. Dadurch ist es möglich, in drei diskreten Schritten die Verstärkeranordnung, also die Länge der Verstärkerfaser und die Fasergeometrie anzupassen [126]. Zudem bietet sich so der Vorteil, dass zwischen den einzelnen Stufen ASE oder unerwünschte rückläufige Leistung entfernt werden kann. Die kürzest möglichen Pulse mit einer Länge von  $47$  ps bei einer Repetitionsrate von  $1$  MHz und die längsten möglichen Pulse mit einer Länge von  $733$  ps bei einer Repetitionsrate von  $10$  MHz stellen die beiden Grenzfälle dar. Hier steht an allen Verstärkern jeweils am wenigsten respektive am meisten durchschnittliche Seedleistung zur Verfügung. Gleichzeitig sind in ersterem Fall die erzeugten Pulsspitzenleistungen wesentlich höher als in letzterem Fall. Daher werden die Charakterisierungen der drei Verstärkerstufen im Folgenden exemplarisch für diese beiden Fälle gezeigt. Die gemessenen und ermittelten Werte für alle anderen Kombinationen aus Pulslänge und Repetitionsrate befinden sich dann dazwischen.

### 5.3.1 Die erste gepulste Verstärkerstufe

Die erste Verstärkerstufe für die gepulste Strahlung besteht aus einer Ytterbium dotierten, polarisationserhaltenden Doppelmantelfaser<sup>43</sup>. Die ca. 2 m lange Glasfaser besitzt einen Modenfelddurchmesser von ca. 7  $\mu\text{m}$ . In Abbildung 5.9 ist der Aufbau des ersten Faserverstärkers für die Laserpulse dargestellt. Die Laserpulse verlassen die Modulatorbox über eine polarisationserhaltende Glasfaser<sup>44</sup> mit einem Modenfelddurchmesser von 7  $\mu\text{m}$ . Das Licht wird mittels eines Faserkopplers<sup>45</sup> mit einer Linse der Brennweite 4,5 mm kollimiert. Anschließend passiert es einen Faraday-Isolator, der aus einem Faraday-Rotator<sup>46</sup> und aus zwei gekreuzten, den Rotator umschließenden Dünnschichtpolarisatoren<sup>47</sup> besteht. Anschließend wird das Licht mittels Halbwellenplatte<sup>48</sup> zu einer s-Polarisation gedreht. Das ist notwendig, da der anschließende dichroitische Spiegel<sup>49</sup> nur für diese Polarisationsrichtung hoch reflektierend ist. Er besitzt eine Reflektivität von 99,9 % für den s-polarisierten Seed. Die Transmission bei der Pumpwellenlänge von 976 nm ist größer als 99 %. Die Rückseite des dichroitischen Spiegels ist für diese Wellenlänge mit einer Antireflexbeschichtung versehen. Die Transmission beträgt mehr als 99,5 %. Das Licht des Pumpasers wird mittels eines Faserkopplers<sup>50</sup> mit einer Linse der Brennweite 7,5 mm ausgekoppelt. Die Multimodenfaser besitzt einen Kerndurchmesser von 105  $\mu\text{m}$  bei einer NA von 0,22. Die Einkopplung des Seeds und des Pumplichts in die Ytterbium dotierte Faser erfolgt mit dem gleichen Faserkoppler. Bei der verwendeten Verstärkerfaser<sup>51</sup> handelt es sich um eine polarisationserhaltende Doppelmantelfaser ähnlich der in Kapitel 4 eingesetzten. Die Verstärkerfaser ist ebenfalls eigenhändig mit SMA-Steckern konfektioniert, die unter einem Winkel von 8° geschliffen sind. Dadurch verringert sich die Gefahr unerwünschter Lasertätigkeit, weil der Rückreflex des Seedlichts an der Austrittsfacette nicht in den Einzelmodenkern zurückgeführt wird. Sie besitzt einen Modenfelddurchmesser von 7  $\mu\text{m}$  und einen Manteldurchmesser von 125  $\mu\text{m}$ . Die NA des Mantels ist mit 0,48 so groß, dass sich die Einkopplung der Pumpe relativ einfach gestaltet. Die Faser hat eine Länge von ca. 2 m. Zur Auskopplung des verstärkten Lichts kommt ein Faserkoppler<sup>52</sup> mit einer Brennweite von 4,5 mm zum Einsatz. Anschließend passiert das Licht einen Faraday-Isolator, um Rückreflexe in den Verstärker zu verhindern. Um das verstärkte Licht von ASE zu bereinigen, werden zwei Bandpassfilter<sup>53</sup> mit einer Bandpassbreite von 4 nm verwendet. Diese sind im Winkel leicht gegeneinander gedreht, sodass sich auf der blauen und roten Seite des verstärkten Laserlichtes möglichst viel ASE entfernen lässt. In Abbildung 5.11 (a) ist das Prinzip der beiden verkippten ASE-Filter ver-

<sup>43</sup>YB-1200-125-6-PM, Liekki, [www.nlight.com](http://www.nlight.com)

<sup>44</sup>PM980-XP (PANDA), Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>45</sup>PAF-X-7-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>46</sup>IOB-3D-1064-I, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>47</sup>G335-723-000, Qioptiq Photonics GmbH Co. KG, [www.qioptiq.de](http://www.qioptiq.de)

<sup>48</sup>WPH05M-1030, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>49</sup>107226, Layertec GmbH, [www.layertec.de](http://www.layertec.de)

<sup>50</sup>PAF-SMA-7-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>51</sup>YB1200-6/125DC-PM, Liekki, [www.nlight.com](http://www.nlight.com)

<sup>52</sup>PAF-SMA-5-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>53</sup>LL01-1047-12.5, Semrock, [www.semrock.com](http://www.semrock.com)

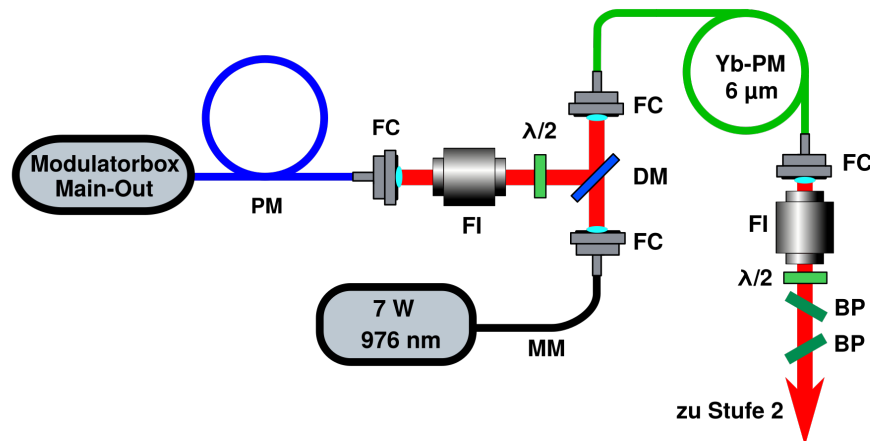


Abbildung 5.9: Aufbau der ersten gepulsten Verstärkerstufe: Beschreibung im Text, BP: Bandpassfilter, DM: dichroitischer Spiegel, FC: Faserkoppler, FI: Faraday-Isolator, MM: Multimodenfaser, PM: polarisationserhaltende Glasfaser, Yb-PM: Ytterbium dotierte, polarisationserhaltende Glasfaser,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen.

deutlicht. Die Transmission für diese Filter ist für p-polarisiertes Licht höher, daher dreht eine zuvor stehende Halbwellenplatte<sup>54</sup> zur p-Polarisation.

### Charakterisierung der ersten Verstärkerstufe

Durch die Pulserzeugung stehen vor dem Verstärker je nach Pulslänge zwischen  $8 \mu\text{W}$  und  $300 \mu\text{W}$  durchschnittliche Seedleistung zur Verfügung. Zur Messung der Ausgangsleistung wird das verstärkte Licht mit einem thermischen Leistungsmesskopf<sup>55</sup> detektiert. In Abbildung 5.21 (a) sind die gemessenen Ausgangsleistungen des Verstärkers dargestellt. Die kürzesten Pulse mit einer Länge von 48 ps können bei einer Repetitionsrate von 1 MHz mit maximal ca 800 mW Pumpleistung verstärkt werden, da sich sonst ASE-Lasing Peaks bilden. Der optisch-optische Wirkungsgrad zwischen verstärktem Licht und Pumplicht ist in Abbildung 5.10 (b) für beide Grenzfälle dargestellt. Für die kürzesten Pulse und die geringste Repetitionsrate liegt der erreichte Wirkungsgrad unter 2,5 %. Für die längsten Pulse bei maximaler Repetitionsrate kann ein Wirkungsgrad von knapp 15 % erreicht werden, wobei dieser für höhere Pumpleistungen wieder sinkt. Die längeren Pulse erfahren eine wesentlich effizientere Verstärkung. Das Sinken der Wirkungsgrade bei hohen Pumpleistungen lässt auf eine Sättigung des Verstärkers schließen.

In Abbildung 5.11 (b) sind Spektren des verstärkten Lichts, aufgezeichnet mit einem Gitterspektrographen, zu sehen. Je höher die durchschnittliche Seedleistung ist, desto geringer ist der ASE-Anteil im Spektrum. Daher ist die Unterdrückung der ASE für die gezeigte

<sup>54</sup>WPH05M-1030, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>55</sup>PM160T, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)



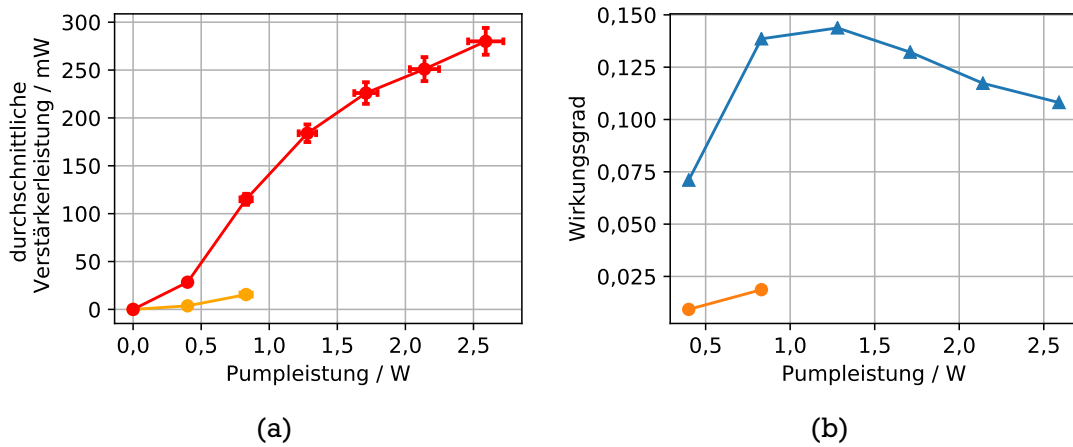


Abbildung 5.10: (a) Leistungswerte des ersten Verstärkers: die Messwerte für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz (orange), die Messwerte für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (rot). (b) Optisch-optischer Wirkungsgrad: die Werte für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz (orange), die Werte für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (blau). Die Verbindungslinien dienen zur Führung der Augen.

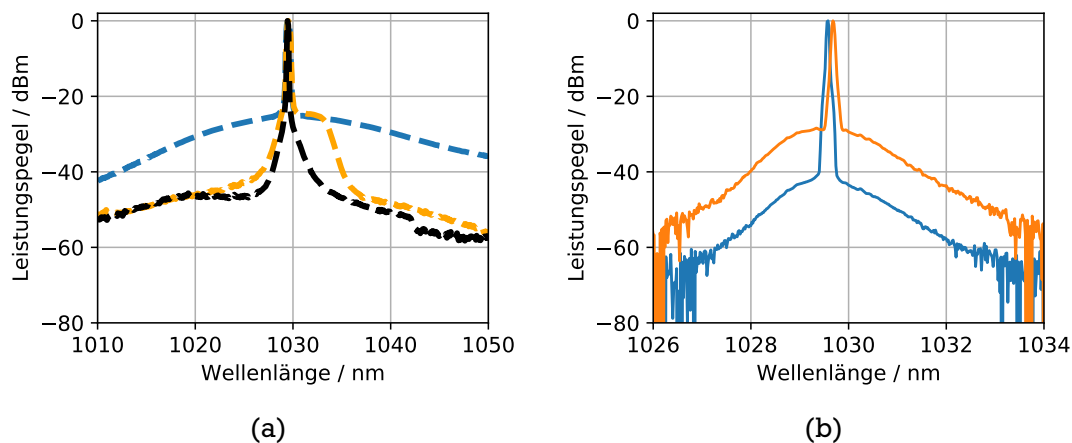


Abbildung 5.11: Spektrum des verstärkten Lichts, aufgezeichnet mit einem Gitterspektrometer: (a) das Prinzip der Doppelfilteranordnung, ohne Filter (blau), mit einem Filter (orange), mit beiden Filtern (schwarz). (b) Spektrum des verstärkten Lichts, für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz (orange), für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (blau).

Tabelle 5.2: Überblick über die erreichten Ausgangspulsenergien am ersten gepulsten Faserverstärker: Gezeigt sind die verstärkten Pulsenergien bei vier Pulslängen und drei Repetitionsraten.

Pulslänge	1 MHz	5 MHz	10 MHz
47(5) ps	12,2(5) nJ	3,1(3) nJ	1,6(2) nJ
115(5) ps	35(3) nJ	8,8(5) nJ	4,5(5) nJ
243(5) ps	47(5) nJ	19,6(10) nJ	10,4(5) nJ
733(5) ps	10,6(5) nJ	22,8(5) nJ	11,5(5) nJ

Kurve bei einer Pulslänge von 48 ps und einer Repetitionsrate von 1 MHz am geringsten und beträgt 25 dB. Bei maximaler zur Verfügung stehender Seedleistung einer Pulslänge von 733 ps und einer Repetitionsrate von 10 MHz beträgt die Unterdrückung bereits über 40 dB. Das führt dazu, dass es bei kurzen Pulsen bzw. niedrigen Repetitionsraten bereits frühzeitig zu ASE-Lasing kommt. Um das System für den Einsatz an der Beschleunigeranlage benutzerfreundlich zu halten, wird daher bei allen Pulslängen und allen Repetitionsraten mit 830 mW Pumplicht gearbeitet. Das entspricht 1,5 A Pumpstrom an der 7 W Pumpdiode. Die dadurch erreichten Durchschnittsleistungen liegen zwischen 15,5 mW und 115 mW und sind ausreichend, um die zweite Verstärkerstufe zu seeden. In Tabelle 5.2 sind die Pulsenergien, die mit dieser Verstärkerstufe erreicht werden, zusammengefasst.

### 5.3.2 Die zweite gepulste Verstärkerstufe

Die zweite Verstärkerstufe für die gepulste Strahlung besteht aus einer Ytterbium dotierten, polarisierenden, photonischen Kristallfaser<sup>56</sup>. Die ca. 1,8 m lange Glasfaser ist in einem Metallgehäuse eingebaut. Das gesamte Modul ist auf einen massiven Aluminiumkörper montiert. Dieser ist von einem Wasserkanal durchzogen und verfügt über zwei Kühlwasseranschlüsse. Dadurch ist es möglich, im Modul entstehende Abwärme abzutransportieren. Die Kühlung wird für die später im Experiment genutzten geringen Pumpleistungen nicht benötigt. Bei voller Pumpleistung ist diese aber notwendig. Der Einzelmodencharakter der Faser wird mit Hilfe von Luftkanälen, die zur Brechungsindexmodulation dienen, erzeugt. Der Kerndurchmesser beträgt dabei 40  $\mu\text{m}$ , mit einem Modenfelddurchmesser von 31  $\mu\text{m}$  bei einer Wellenlänge von 1030 nm und einer NA von 0,03. Der erste Mantel, der zur Leitung des Pumplichts genutzt wird, besitzt einen Durchmesser von 200  $\mu\text{m}$  bei einer NA von 0,6. In Abbildung 5.14 (a) ist ein Querschnitt der Faser gezeigt. Die Faser ist polarisierend, d.h., sie bietet nur parallel zu den Stresselementen polarisiertem Licht eine Wellenleiterfunktion. Der Aufbau des gesamten Verstärkermoduls ist in Abbildung 5.14 (b) gezeigt. Die Einkopplung des Seedlichts erfolgt über eine polarisationserhaltende Einzelmodefaser mit einem MFD von ca. 11  $\mu\text{m}$ . Die Faser ist auf der Eingangsseite mit einem APC-Stecker konfektioniert und an ein Modul zur Anpassung des Modenfelddurchmessers gespleißt (engl. mode-field-adaptor, MFA). Dieses Modul passt den MFD der Transportfaser an die nachfolgende Kristallfaser an

---

<sup>56</sup>aeroGAIN-BASE-1.3, NKT Photonics, [www.nktphotonics.com](http://www.nktphotonics.com)

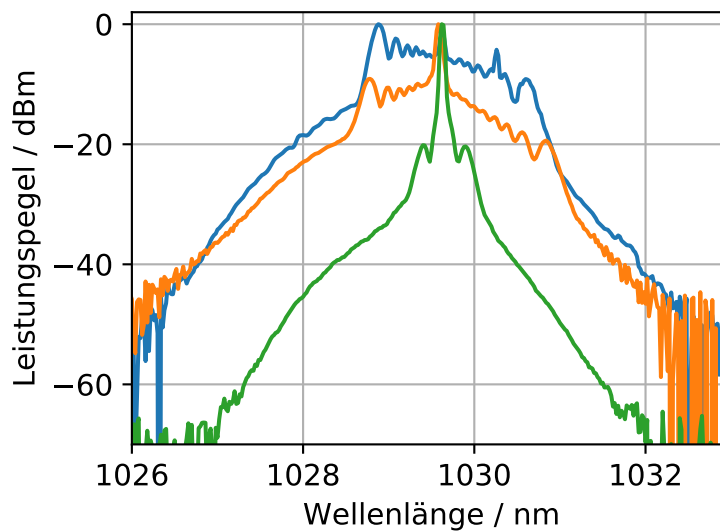


Abbildung 5.12: Selbstphasenmodulation der Laserpulse in einem Verstärkeraufbau mit kleinerem MFD, aufgenommen bei einer Repetitionsrate von 1 MHz: 733 ps lange Pulse (grün), 125 ps lange Pulse (orange), 48 ps lange Pulse (blau).

und agiert gleichzeitig als sogenannter Pumpstripper, indem die restliche nicht absorbierte Pumpe aus dem ersten Fasermantel deponiert wird. Die eigentliche Verstärkerfaser ist auf der Seedausgangs- bzw. der Pumpeingangsseite mit einer aufgespleißten Glaskappe gegen Verunreinigungen geschützt.

Der Grund für die Wahl einer so kostenintensiven Verstärkerfaser kann in Abbildung 5.12 gesehen werden. In einem Aufbau mit konventioneller Ytterbium dotierten Doppelmantelfaser mit einem Modenfelddurchmesser von nur  $11\ \mu\text{m}$  als zweite Verstärkerstufe treten unerwünschte nichtlineare Prozesse auf, die das Spektrum des Lichts für das Laserkühlexperiment unbrauchbar machen. Bei den längsten Pulsen und somit geringsten Pulsspitzenleistungen treten dabei seitenbandähnliche Strukturen auf. Bei kürzer werdenden Pulslängen verstärkt sich der Effekt, sodass weitere Seitenbänder hinzukommen und schließlich die eigentliche Spitze im Spektrum des Lichts von Seitenbändern vollständig überlagert wird. Vermutlich ist dieses Verhalten auf eine Selbstphasenmodulation der Laserpulse zurückzuführen. Dieser nichtlineare Effekt dritter Ordnung tritt bei hohen Feldstärken in Glasfasern als Folge des Kerr-Effekts auf [127].

In Abbildung 5.13 (a) ist das Photodiodensignal für 733 ps lange Pulse nach diesem ursprünglichen Verstärker für zwei verschiedene Pumpleistungen dargestellt. Bei niedriger Verstärkung kann keine Beeinflussung der Pulsform wahrgenommen werden. Bei einer Pumpleistung von ca. 15 W stellt sich der Puls an seiner vorlaufenden Flanke selbst auf. Dieser Effekt wird hervorgerufen durch die schnelle Änderung der Feldstärke [127]. In

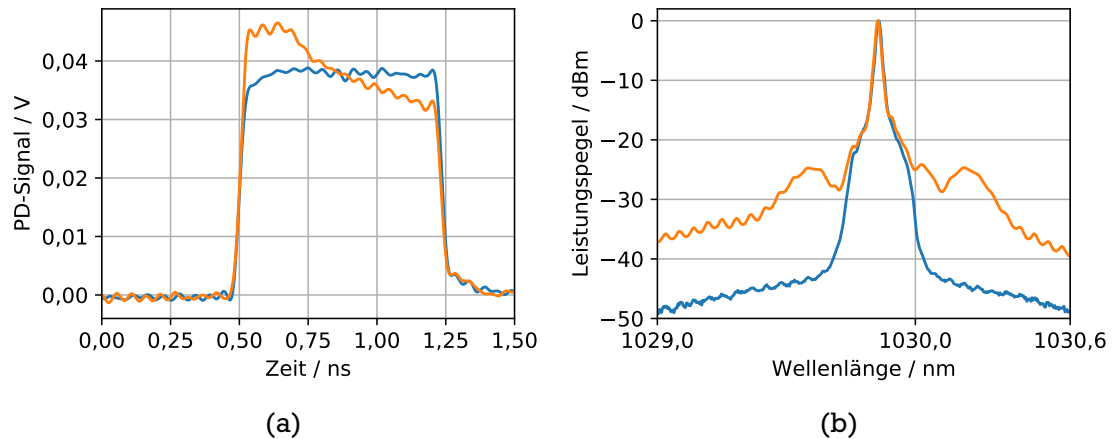


Abbildung 5.13: (a) Selbstaufsteilung der Laserpulse in einem Verstärkeraufbau mit kleinerem Modenfelddurchmesser, aufgenommen bei einer Repetitionsrate von 1 MHz: bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 0,46 W (blau) bzw. 6,4 W (orange). (b) Effekt auf das Spektrum der Laserpulse: bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 0,46 W (blau) bzw. 6,4 W (orange).

Abbildung 5.13 (b) ist ein vergrößerter Ausschnitt des Spektrums des verstärkten Lichts bei gleichen Bedingungen gezeigt. Hier ist deutlich das Entstehen störender Seitenbänder zu sehen.

In Abbildung 5.15 ist der Aufbau des zweiten gepulst betriebenen Faserverstärkers dargestellt. Werden Ytterbium dotierte Verstärkerfasern gepumpt ohne dabei ausreichend geseedet zu werden, kann die große Menge an gespeicherter Energie in einem einzigen Riesenpuls emittiert werden. Das führt für gewöhnlich zur Zerstörung der Faser an einer der Facetten. Um die photonische Kristallfaser vor solch einem Schaden zu schützen, kommt eine Schutzschaltung zum Einsatz. Das Licht, das von der ersten Verstärkerstufe kommt, passiert zunächst einen Beamsampler<sup>57</sup>. Hier wird ca. 1 % des Lichtes verwendet, um eine Sicherheitsschaltung zu bedienen. Hierzu wird eine Photodiode beleuchtet, die bei ausreichender Lichtstärke mittels Transistor den Ausgang des 27 W Pumplasers aktiviert. Die Schaltung ist dabei so konzipiert, dass die Photodiode gerade so langsam ist, dass sie keine einzelnen Pulse sieht. Die Aktivierungsschwelle ist durch ein Potentiometer am Transimpedanzverstärker so gesetzt, dass sie bei ca. 2/3 der Seedleistung, die bei den kürzesten Pulsen vorhanden ist, liegt. Dadurch wird sichergestellt, dass die Schaltung nicht auf Leistungsschwankungen oder Schwankungen in der Elektronik, sondern nur auf einen echten Laserausfall reagiert. Anschließend wird das Licht in die polarisationserhaltende Transportfaser mit einem Kerndurchmesser von 10  $\mu\text{m}$  mit Hilfe eines Faserkopplers eingekoppelt<sup>58</sup>. Die Pumpstrahlung wird von einer

<sup>57</sup>BSF10-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>58</sup>PAF-X-7-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

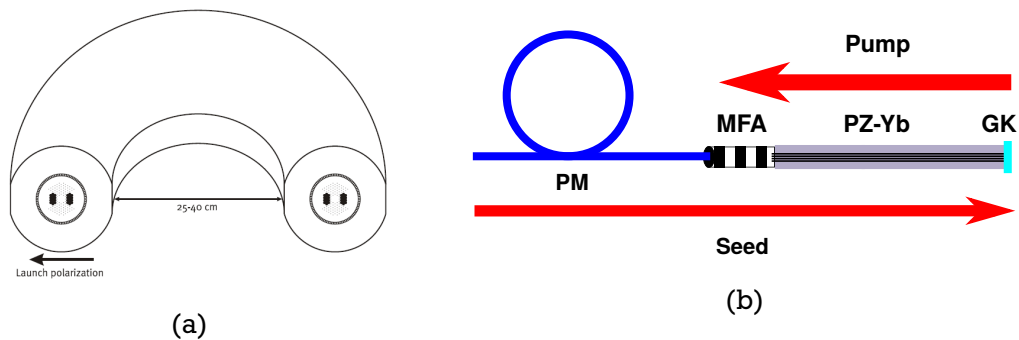


Abbildung 5.14: (a) Schematischer Querschnitt der photonischen Kristallfaser (mit freundlicher Genehmigung durch NKT Photonics): Der Kern ist von Luftkanälen und zwei Stresserlementen umgeben. Durch die Brechungsindexvariation der Kanäle trennen sich Kern und der erste Fasermantel. Die Faser ist polarisierend, d.h., nur für parallel zu den Stresserlementen polarisiertes Licht leitend. (b) Schematische Übersicht über das Verstärkermodul. Beschreibung im Text.

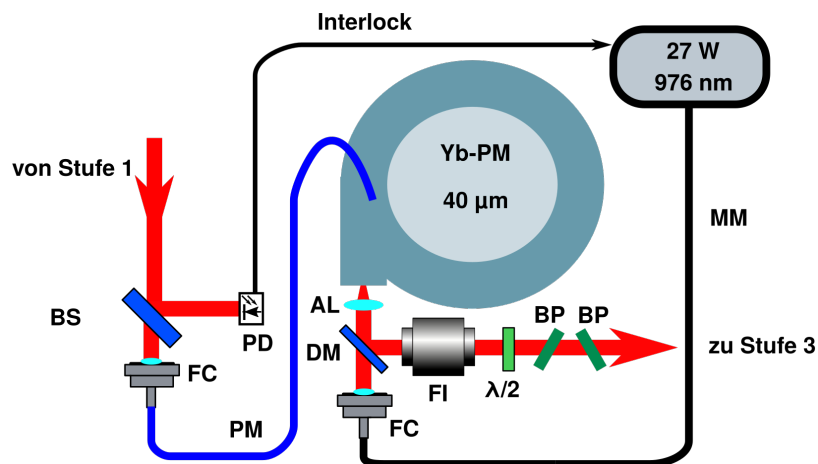


Abbildung 5.15: Aufbau der zweiten gepulsten Verstärkerstufe: Beschreibung im Text, AL: asphärische Linse, BP: Bandpassfilter, BS: Beamsampler, DM: dichroitischer Spiegel, FC: Faserkoppler, FI: Faraday-Isolator, MM: Multi-modenfaser, PD: Photodiode, PM: polarisationserhaltende Glasfaser, Yb-PM: Ytterbium dotierte, polarisationserhaltende Glasfaser,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen.

fasergekoppelten Laserdiode mit einer maximalen Ausgangsleistung von 27 W bereitgestellt. Die genutzte Transportfaser besitzt einen Kerndurchmesser von 105  $\mu\text{m}$  und eine NA von 0,22. Die Kollimation der Pumpstrahlung geschieht mit Hilfe eines Faserkopplers<sup>59</sup>; die Überlagerung des verstärkten Seedlichts und des Pumplichts mit einem Kurzpassfilter<sup>60</sup>. Für s-polarisiertes Seedlicht besitzt die dem Verstärker zugewandte Seite dieses Filters eine Reflektivität von mehr als 99,9 % während die Restreflektivität für die Pumpwellenlänge weniger als 2 % beträgt. Die andere Seite besitzt eine Reflektivität für die Pumpwellenlänge von weniger als 0,7 %. Die Einkopplung des Pumplichts in den Verstärker bzw. die Kollimation des verstärkten Lichts geschieht mit Hilfe einer asphärischen AR-beschichteten Linse<sup>61</sup> mit einer Brennweite von 20 mm. Um zu verhindern, dass rücklaufende Reflexe in der Faser verstärkt werden, ist nach dem Faserverstärker ein weiterer Faraday-Isolator verbaut. Dieser ist aus einem Faraday-Rotator<sup>62</sup> und aus zwei gekreuzten, den Rotator umschließenden Dünnschichtpolarisatoren<sup>63</sup> aufgebaut. Die Transmission durch den Isolator beträgt 94 % bei einer Unterdrückung von Rückreflexen um 40 dB. Eine anschließende Halbwellenplatte<sup>64</sup> wird verwendet, um die Polarisation auf p-Polarisation zu drehen und so eine möglichst hohe Transmission durch die beiden anschließenden Bandpassfilter<sup>65</sup> zu gewährleisten.

### Charakterisierung der zweiten Verstärkerstufe

Durch die erste Verstärkerstufe stehen für die zweite Verstärkerstufe je nach Pulslänge zwischen 16 mW und 115 mW durchschnittliche Seedleistung zur Verfügung. Zur Messung der Ausgangsleistung wird das verstärkte Licht mit einem Leistungsmesskopf<sup>66</sup> detektiert. In Abbildung 5.16 (a) sind zwei Kennlinien des Verstärkers für die beiden Grenzfälle dargestellt. Bei einer Repetitionsrate von 1 MHz erreichen die kürzesten Pulse mit einer Länge von 48 ps eine durchschnittliche Verstärkerleistung von 1,4 W. In Abbildung 5.16 (b) ist der optisch-optische Wirkungsgrad zwischen verstärktem Licht und Pumplicht dargestellt. Der maximale Wirkungsgrad ist kleiner als 25 %. Die längsten Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz erreichen eine durchschnittliche Verstärkerleistung von mehr als 6 W. Die Steigungseffizienz unter Vernachlässigung der ersten vier Messpunkte beträgt 53(1) %. Der optisch-optische Wirkungsgrad erreicht mehr als 40 %. In Tabelle 5.3 sind die Pulsenergien, die mit dieser Verstärkerstufe erreicht werden, zusammengefasst. Die längeren Pulse erfahren - wie zu erwarten - eine effizientere Verstärkung. Darüber hinaus kann der Verstärker, wenn er - unabhängig von der Repetitionsrate - mit den kürzesten Pulsen geseedet wird, nicht mit der gleichen maximalen Leistung gepumpt werden wie bei anderen Pulslängen. Bei kürzesten Pulslängen entsteht besonders früh unerwünschtes ASE-Lasing. Der Grund hierfür ist die besonders niedrige durchschnittliche Seedleistung. Ein Spektrum mit verstärkten 48 ps-

---

<sup>59</sup> PAF-SMA-11-C, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>60</sup> 139051, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

<sup>61</sup> AL2520-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>62</sup> IOB-3D-1064-I, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>63</sup> G335-723-000, Qioptiq Photonics GmbH Co. KG, [www.qioptiq.de](http://www.qioptiq.de)

<sup>64</sup> WPH05M-1030, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>65</sup> LL01-1047-12.5, Semrock, [www.semrock.com](http://www.semrock.com)

<sup>66</sup> UP19K-30H-H5, Gentec-eo, [gentec-eo.com](http://gentec-eo.com)

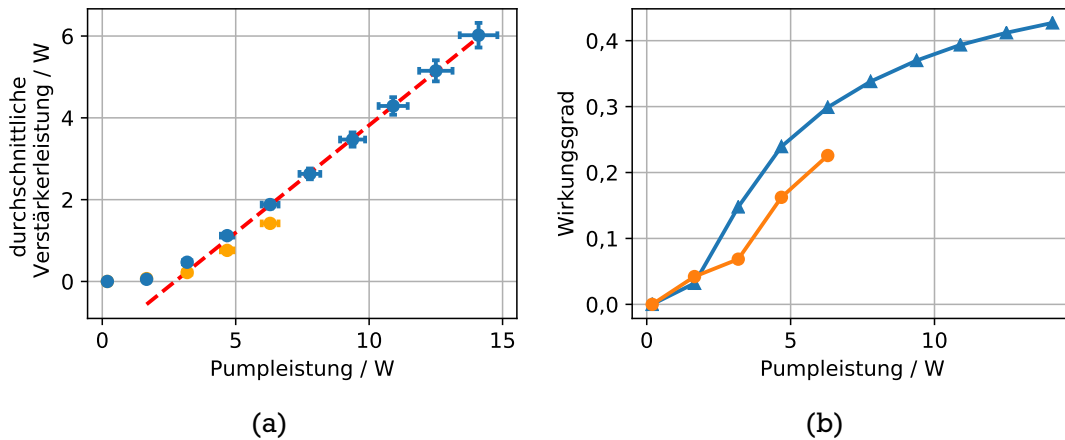


Abbildung 5.16: (a) Leistungswerte des zweiten Verstärkers: die Messwerte für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz (orange), die Messwerte für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (blau), die Gerade stellt eine lineare Anpassungen dar. (b) Optisch-optischer Wirkungsgrad: die Werte für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 1 MHz (orange), die Werte für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (blau). Die Verbindungslinien dienen zur Führung der Augen.

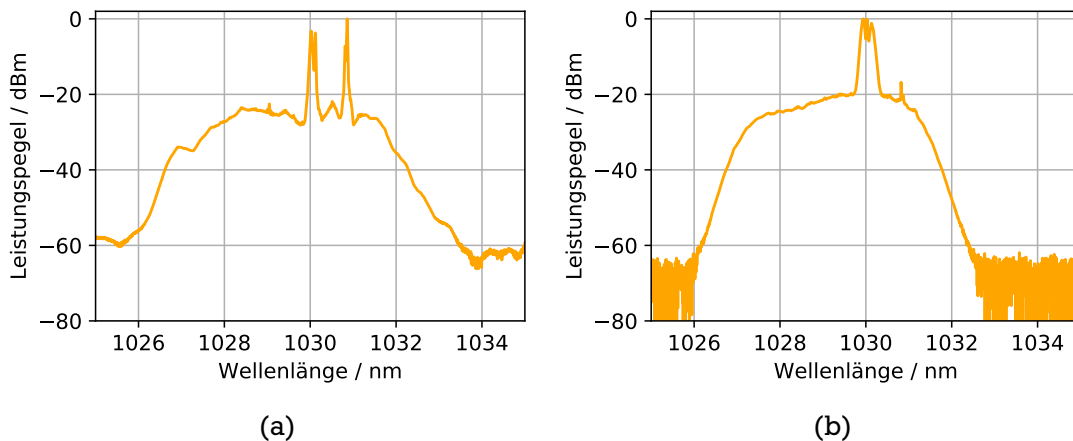


Abbildung 5.17: Limitierende Effekte am zweiten Verstärker: (a) Bei den kürzesten Pulslängen von 48 ps tritt auch bei hohen Repetitionsraten von 10 MHz bei Ausgangsleistungen von mehr als 2 W ASE-Lasing auf, (b) bei den kürzesten Pulslängen von 48 ps tritt bei niedrigster Repetitionsrate von 1 MHz und einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 1,4 W eine Verbreiterung des Spektrums auf.

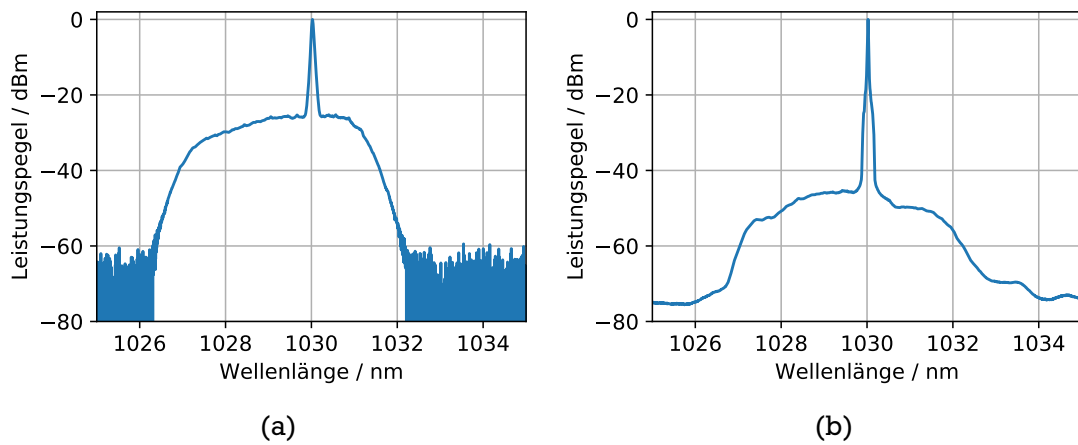


Abbildung 5.18: Spektrum des verstärkten Lichts ohne spektrale Beeinträchtigung: (a) 48 ps-Pulse bei einer Repetitionsrate von 5 MHz und einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 1,4 W, die ASE-Unterdrückung beträgt ca. 25 dB, (b) 733 ps-Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz und einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 6,1 W, die ASE-Unterdrückung beträgt ca. 45 dB.

Pulsen bei einer durchschnittlichen Leistung von ca. 2 W, bei dem unerwünschtes ASE-Lasing auftritt, ist in Abbildung 5.17 (a) dargestellt. Eine weitere Limitierung des Verstärkers ist bei diesen Pulslängen und niedrigen Repetitionsraten gegeben. Bei 1 MHz Repetitionsrate treten für diese Pulslängen auch spektral verbreiternde Effekte auf. In Abbildung 5.17 (b) ist dieser Effekt zu sehen. Es handelt sich hierbei vermutlich wieder um Selbstphasenmodulation. Bei höheren Pulswiederholraten und damit niedrigeren Pulsspitzenleistungen tritt dieser Effekt nicht auf. In Abbildung 5.18 (a) ist das Spektrum des verstärkten Lichts für die kürzesten Pulse bei einer Repetitionsrate von 5 MHz und in Abbildung 5.18 (b) für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz gezeigt. Die durchschnittliche Ausgangsleistung beträgt 1,4 W respektive 6,1 W. Die ASE-Unterdrückung beträgt dann mehr als 25 dB bzw. ca. 45 dB.

Tabelle 5.3: Überblick über die erreichten Ausgangspulsenergien am zweiten gepulsten Faserverstärker: Gezeigt sind die verstärkten Pulsenergien bei vier Pulslängen und drei Repetitionsraten.

Pulslänge	1 MHz	5 MHz	10 MHz
47(5) ps	1,42(7) $\mu$ J	0,28(2) $\mu$ J	0,14(1) $\mu$ J
115(5) ps	5,77(29) $\mu$ J	1,13(6) $\mu$ J	0,57(3) $\mu$ J
243(5) ps	6,05(30) $\mu$ J	1,16(6) $\mu$ J	0,59(3) $\mu$ J
733(5) ps	6,38(32) $\mu$ J	1,21(6) $\mu$ J	0,60(3) $\mu$ J



### 5.3.3 Die dritte gepulste Verstärkerstufe

Die dritte und letzte Verstärkerstufe für die gepulste Strahlung besteht aus einer Ytterbium dotierten, polarisationserhaltenden, photonischen Kristallfaser<sup>67</sup>. Die ca. 80 cm lange Glasfaser ist in einem Metallgehäuse eingebaut. Dieses verfügt über zwei Kühlwasseranschlüsse, die es erlauben, das gesamte Modul zu kühlen. Die Kühlung erfolgt mit Hilfe eines Laborchillers<sup>68</sup>. Die polarisationserhaltende Eigenschaft der photonischen Glasfaser beruht auf der Tatsache, dass sie fest gehalten und gekühlt ist. Dadurch tritt zufällige Doppelbrechung ausgelöst durch Biegung oder thermische Einflüsse, die sonst in Einzelmodenfasern die Polarisation stört, nicht auf. Der Einzelmodencharakter der Faser wird mit Hilfe von Luftkanälen erzeugt, die zur Brechungsindexmodulation dienen. Der Kerndurchmesser beträgt dabei 85  $\mu\text{m}$  mit einem Modenfelddurchmesser bei einer Wellenlänge von 1030 nm von 65  $\mu\text{m}$ . Der erste Mantel, der zur Leitung des Pumplichts genutzt wird, besitzt einen Durchmesser von 260  $\mu\text{m}$ . In Abbildung 5.19 (a) ist ein Querschnitt der Faser gezeigt. Zum Schutz der Faser ist an beiden Enden eine AR-beschichtete Glaskappe angespleißt. Diese kann auf dem Foto des Moduls in Abbildung 5.19 (b) gesehen werden. Im Folgenden wird diese Verstärkerfaser aufgrund ihrer Bauform als Stab bezeichnet.

In Abbildung 5.20 ist der Aufbau der dritten gepulst betriebenen Faserverstärkerstufe dargestellt. Das von der zweiten Verstärkerstufe kommende Licht wird mittels einer  $\lambda/2$ -Wellenplatte<sup>69</sup> zu einer s-Polarisation gedreht. Der Strahl wird dann über zwei HR-Spiegel<sup>70</sup> zu einem Kurzpassfilter<sup>71</sup> geführt. Dieser besitzt eine Reflektivität von über 99,9 %. Die Transmission für die Pumpwellenlänge beträgt mehr als 98 %. Die Rückseite ist für diese Wellenlänge AR-beschichtet mit einer Restreflektivität von weniger als 0,7 %. Dieser Filter wird als Teil eines Beam-Walks zum Einkoppeln des Seedlichts genutzt und erlaubt es gleichzeitig, die Pumpleistung, die nicht im Stab absorbiert wurde, in einer Strahlfalle zu fangen. Die Einkopplung des Seedlichts in den Stab geschieht mit Hilfe einer bikonvexen Linse<sup>72</sup> mit einer Brennweite von 50 mm. Das rückwärts aus dem Stab austretende Pumplicht wird wegen der großen NA des Pumpmantels von mehr als 0,5 zusätzlich direkt vor dem Stab mit Hilfe einer Blende eingefangen, um die Linsenhalterung und die Spiegelhalterung des Dichroiten vor dem Stab nicht zu erwärmen. Das aus dem Stab austretende verstärkte Licht wird durch eine asphärische AR-beschichtete Linse<sup>73</sup> mit einer Brennweite von 18 mm kollimiert. Diese Linse besitzt eine ausreichend große  $NA = 0,49$ , um damit auch die Einkopplung der Pumpstrahlung in den Stab zu gewährleisten. Die bis zu 100 W Pumplicht bei 976 nm des Diodenlasers<sup>74</sup> werden über eine Multimodentransportfaser zur Verfügung gestellt. Diese besitzt einen Kerndurchmesser von 105  $\mu\text{m}$  und eine NA von 0,22. Der Pumplaser wurde als kommerzielles Turn-Key System erworben. Die Temperatur der Laserdiode wird nicht gere-

<sup>67</sup>aeroGAIN-ROD-PM85, NKT Photonics, [www.nktphotonics.com](http://www.nktphotonics.com)

<sup>68</sup>dlk 632, FRYKA-Kältetechnik GmbH, [www.fryka.de](http://www.fryka.de)

<sup>69</sup>WPH05M-1030, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

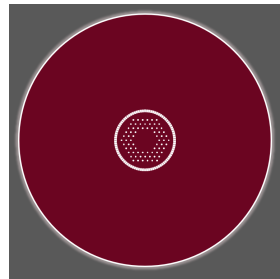
<sup>70</sup>BB1-E03, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>71</sup>104105, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

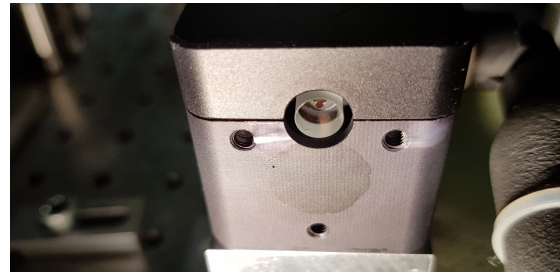
<sup>72</sup>LBF254-050-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>73</sup>AL2018, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>74</sup>M976±0.5-100-F105/22-D1-P, PhotonTec Berlin GmbH, [www.photontec-berlin.com](http://www.photontec-berlin.com)



(a)



(b)

Abbildung 5.19: (a) Schematischer Querschnitt der photonischen Kristallfaser (mit freundlicher Genehmigung durch NKT Photonics): Der Kern ist von Luftkanälen umgeben. Außerhalb dieser Kanäle befindet sich der erste Fasermantel. (b) Ein Foto des Verstärkermoduls, auf dem gut die Glaskappe am Eingang der Faser und einer der Wasseranschlüsse erkannt werden kann.

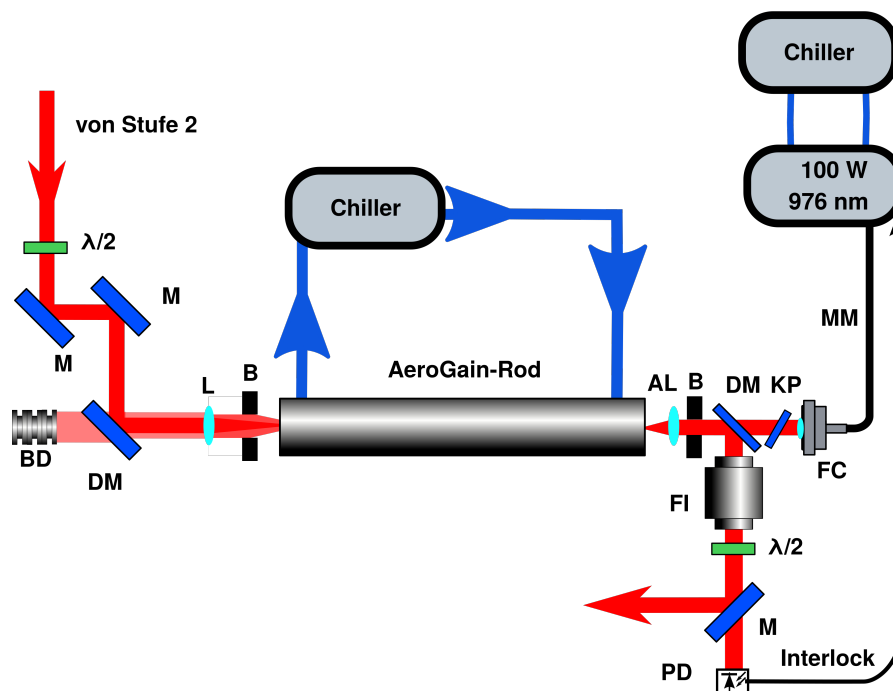


Abbildung 5.20: Aufbau der dritten gepulsten Verstärkerstufe: Beschreibung im Text, AL: asphärische Linse, B: Blende, BD: Strahlfalle, BS: Beamsampler, DM: dichroitischer Spiegel, FC: Faserkoppler, FI: Faraday-Isolator, KP: Kurzpassfilter, M: Spiegel, MM: Multimodenfaser, PD: Photodiode,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen.

gelt, sondern lediglich durch die Vorlauftemperatur des benötigten Wasserkühlers gesteuert. Zur Kühlung des Lasers wird ein Laborchiller<sup>75</sup> verwendet. Die eingestellte Temperatur des Kühlers muss der entsprechenden Leistung des Lasers angepasst werden. Das Pumplicht wird mit Hilfe eines Faserkopplers<sup>76</sup> mit einer Brennweite von 7,5 mm kollimiert. Zum Schutz des Pumplasers passiert das Licht zunächst einen Kurzpassfilter<sup>77</sup>. Die dem Stab zugewandte Seite dieses Filters besitzt eine Reflektivität bei der Seedwellenlänge von mehr als 99,9 %, während die Restreflektivität für die Pumpwellenlänge weniger als 1 % beträgt. Die andere Seite besitzt eine Reflektivität für die Pumpwellenlänge von weniger als 0,5 %. Die Überlagerung des Seed- und des Pumplichts geschieht mit Hilfe eines weiteren Kurzpassfilters<sup>78</sup>. Die Rückseite des Spiegels ist antirefektiv für die Pumpwellenlänge beschichtet mit einer Restreflektivität von weniger als 0,7 %. Die Vorderseite reflektiert das austretende, verstärkte Seedlicht, wenn dieses s-polarisiert mit einer Reflektivität von mehr als 99,9 %, während das Pumplicht zu mehr als 97 % transmittiert wird. Das reflektierte Licht des Verstärkers passiert anschließend einen Faraday-Isolator<sup>79</sup>, der für hohe Leistung geeignet ist. Integriert in die Hausung des Isolators sitzt eine  $\lambda/2$ -Wellenplatte. Bei der Höhe der verstärkten Leistung müssen die seitlichen Ausgänge der Polarisatoren geöffnet sein, da es sonst laut Hersteller zu Schäden durch den Wärmeeintrag kommen kann. Mit Hilfe von Strahlfallen müssen die reflektierten Anteile gefangen werden. Die Transmission durch den Faraday-Isolator wird mit mehr als 95 % angegeben, bei einer gleichzeitigen Unterdrückung rückwärtiger Reflexe von mehr als 33 dB. Die Restreflektivität des ersten Polarisators von 0,2 % ist bei voller Verstärkerleistung noch so groß, dass der Reflex, der zur Verstärkerfaser zurückläuft, mit einer Blende vor der Linse auf der Seedaussgangseite aufgefangen werden muss. Das ist möglich, weil die optischen Oberflächen des Isolators leicht gewinkelt sind. Der kleine transmittierte Anteil des verstärkten Lichts nach einem HR-Spiegel<sup>80</sup> wird genutzt, um eine Schutzschaltung für den Stab zu aktivieren.

Die Aktivierungsschwelle ist durch ein Potentiometer - wie bei der zweiten Verstärkerstufe - so gesetzt, dass sie bei ca.  $2/3$  der Seedleistung liegt, die bei den kürzesten Pulsen und der niedrigsten Repetitionsrate vorhanden ist.

### Charakterisierung der dritten Verstärkerstufe

Durch die zweite Verstärkerstufe stehen am Stab zwischen 1,4 W und 6 W durchschnittliche Seedleistung zur Verfügung. Diese Seedleistungen werden in der dritten Verstärkerstufe auf durchschnittliche Leistungen zwischen 9,7 W und 61 W erhöht. Zur Messung der Ausgangsleistung wird das verstärkte Licht über ein AR-beschichtetes Fenster<sup>81</sup> auf den Leistungsmesskopf<sup>82</sup> gelenkt, da die Ausgangsleistung über der Zerstörschwelle des Messkopfes

<sup>75</sup>dlk 402, FRYKA-Kältetechnik GmbH, [www.fryka.de](http://www.fryka.de)

<sup>76</sup>PAF-SMA-7-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>77</sup>105516, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

<sup>78</sup>107226, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

<sup>79</sup>HP-05-I-1010-1045-000-090, Electro-Optics Technology Inc., [www.eotech.com](http://www.eotech.com)

<sup>80</sup>139051, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

<sup>81</sup>WW11050-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>82</sup>UP19K-30H-H5, Gentec-eo, [gentec-eo.com](http://gentec-eo.com)

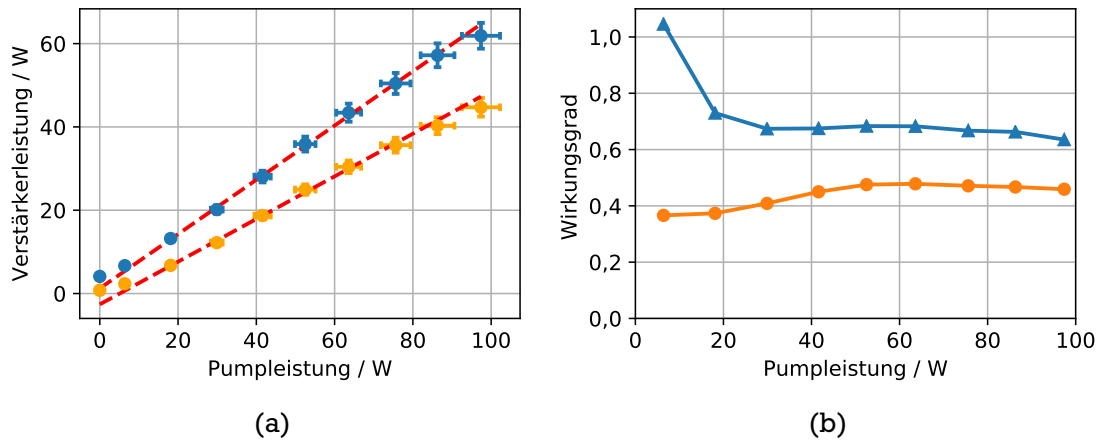


Abbildung 5.21: (a) Leistungswerte des zweiten Verstärkers: die Messwerte für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 5 MHz (orange), die Messwerte für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (blau), die beiden Geraden stellen lineare Anpassungen dar. (b) Optisch-optischer Wirkungsgrad: die Werte für 48 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 5 MHz (orange), die Werte für 733 ps lange Pulse bei einer Repetitionsrate von 10 MHz (blau). Die Verbindungslinien dienen zur Führung der Augen.

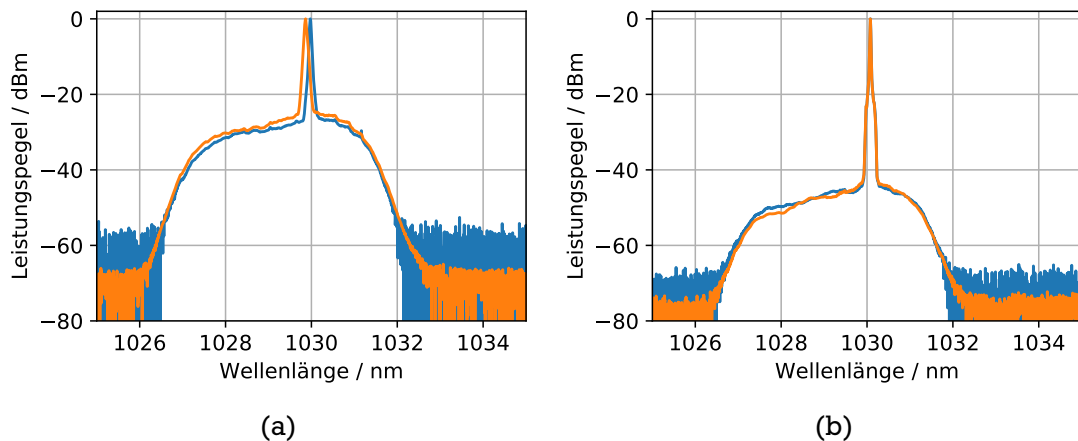


Abbildung 5.22: Das Spektrum des verstärkten Lichts bei einer Repetitionsrate von 10 MHz: (a) für 48 ps lange Pulse bei einer Ausgangsleistung von ca. 2,3 W (blau), bei einer Ausgangsleistung von ca. 40,3 W (orange). (b) Für 733 ps lange Pulse bei einer Ausgangsleistung von ca. 6,7 W (blau), bei einer Ausgangsleistung von ca. 61,9 W (orange). Beschreibung im Text.

liegt. In Abbildung 5.21 (a) sind zwei Kennlinien des Verstärkers dargestellt. Die Anpassung einer Geraden erfolgt bei beiden Kurven unter Vernachlässigung der ersten beiden und des letzten Messwertes. Bei den kürzesten Pulsen und einer Repetitionsrate von 5 MHz wird eine Steigungseffizienz von 51(1) % erreicht. Bei längsten Pulsen mit einer Länge von 733 ps und einer Repetitionsrate von 10 MHz beträgt die erreichte Steigungseffizienz 65(1) %. In Tabelle 5.4 sind die Pulsenergien, die mit dieser Verstärkerstufe erreicht werden, zusammengefasst. Der optisch-optische Wirkungsgrad zwischen verstärktem Licht und Pumplicht ist in Abbildung 5.21 (b) für beide Kennlinien dargestellt. Aufgrund der hohen zur Verfügung stehenden Seedleistung bei den längsten Pulsen und weil die Transmission bei der Seedwellenlänge noch ausreichend groß ist, ergibt sich für den ersten Messwert ein Wirkungsgrad  $> 1$ , der natürlich unphysikalisch ist und ignoriert werden kann. Die restlichen Werte für diese Pulslängen liegen deutlich über 60 %, wobei der Wirkungsgrad zum Ende hin leicht sinkt. Der Wirkungsgrad für die Verstärkung der kürzesten Pulse steigt zunächst über 40 %, um dann gegen Ende hin ebenfalls leicht zu sinken. Das Sinken der Wirkungsgrade bei höchsten Pumpleistungen kann auf eine erhöhte Diodentemperatur des Pumpasers zurückgeführt werden. Hier reicht der verwendete Laborchiller nicht aus, um die Diode auf 25 °C zu kühlen. Die Diodentemperatur liegt bei vollem Pumpstrom der Diode von 9 A zwischen 28 °C und 30 °C. Bei einer Repetitionsrate von 1 MHz werden nur die längsten Pulse bei voller Pumpleistung verstärkt. Für die kürzeren Pulse wird die Leistung der Pumpe auf ca. 50 W beschränkt. Dadurch sollen allzu große Feldstärken an der Austrittsfläche vermieden werden. Dies geschieht im Hinblick auf eine dauerhafte Stabilität des Laseraufbaus. Die Konfiguration von kürzest möglichen 48 ps-Pulsen bei niedrigster Repetitionsrate von 1 MHz hat bereits im zweiten Verstärker eine ungewollte Verbreiterung gezeigt. Daher ist diese Konfiguration für die Laserkühlung ungeeignet. Um aber die prinzipielle Möglichkeit der Verstärkung dieser Pulse zu zeigen, wurden diese bis zu einer maximalen Pumpleistung von 30 W verstärkt. Das Spektrum des verstärkten Lichts ist in Abbildung 5.22 dargestellt. Zur Aufnahme wurde ein Gitterspektrometer<sup>83</sup> genutzt. Das Ausgangsspektrum der Verstärkerstufe ist deutlich durch die Charakteristik des Seedlichts festgelegt. Für die beiden Fälle kürzester und längster Pulslängen bei 5 MHz bzw. 10 MHz unterscheiden sich die Ausgangsspektren bei niedriger und voller Pumpleistung kaum. Lediglich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert sich durch die höhere Eingangsleistung am Spektrometer selbst. Die Spitze des verstärkten Lichts liegt für 48 ps-Pulse mehr als 25 dB und für 733 ps-Pulse mehr als 45 dB über dem nach der zweiten Verstärkerstufe nicht gefilterten Rest an ASE. Der ASE-Anteil des letzten Verstärkers scheint also vernachlässigbar zu sein.

Um die Langzeitstabilität des Systems zu zeigen, wurde eine Messung der verstärkten Ausgangsleistung aufgenommen. Die Langzeitmessung ist in Abbildung 5.23 (a) dargestellt. Die Leistung bleibt dabei konstant über die volle Messdauer von zweieinhalb Tagen. Das Signal wirkt allerdings verrauscht, wie ein Histogramm dieser Messung in Abbildung 5.24 (a) zeigt. Im Inset der Abbildung 5.23 (a) ist eine Vergrößerung einer einzelnen gemessenen Stunde gezeigt. Hier ist deutlich eine Oszillation mit einer Periode von ca. fünf Minuten zu erkennen. Eine Analyse ergab, dass diese durch die Temperatur des Kühlkreislaufes erzeugt

<sup>83</sup>AQ6373, Yokogawa Electric Corporation, yokogawa.com

Tabelle 5.4: Überblick über die erreichten Ausgangspulsenergien am dritten gepulsten Faserverstärker: Gezeigt sind die verstärkten Pulsenergien bei vier Pulslängen und drei Repetitionsraten.

Pulslänge	1 MHz	5 MHz	10 MHz
47(5) ps	9,7(5) $\mu$ J	8,58(5) $\mu$ J	4,47(25) $\mu$ J
115(5) ps	30,5(15) $\mu$ J	11,5(6) $\mu$ J	6,1(3) $\mu$ J
243(5) ps	30,9(15) $\mu$ J	11,7(6) $\mu$ J	5,54(28) $\mu$ J
733(5) ps	60,1(30) $\mu$ J	11,9(6) $\mu$ J	5,94(30) $\mu$ J

wird. Der eingesetzte Laborkühler arbeitet als Zweipunktregler mit einer Hysterese. Diese lässt den Kühlkompressor erst wieder arbeiten, wenn der Sollwert um diesen Hysteresewert unterschritten wird. Eine Reduzierung des Hysteresewerts von 1 K auf 0,1 K führt zu einer Reduzierung der Temperaturoszillation und damit zu einer stabileren Verstärkerleistung. In Abbildung 5.24 (b) ist ein Histogramm einer neuen Messung über mehr als 17 Stunden mit verbessertem Kühlerverhalten gezeigt. Dort ist eine Normalverteilung angepasst. Daraus ergibt sich eine Standardabweichung der verstärkten Leistung von 0,2 % bei einem Mittelwert von 58,2 W. Die Ausgangsleistung ist also stabil. Das räumliche Profil des verstärkten Lichts ist in Abbildung 5.23 (b) zu sehen. Es zeigt sich ein rundes Gaußprofil, sodass die Strahlung für die nachfolgenden nichtlinearen Konversionsprozesse gut genutzt werden kann.

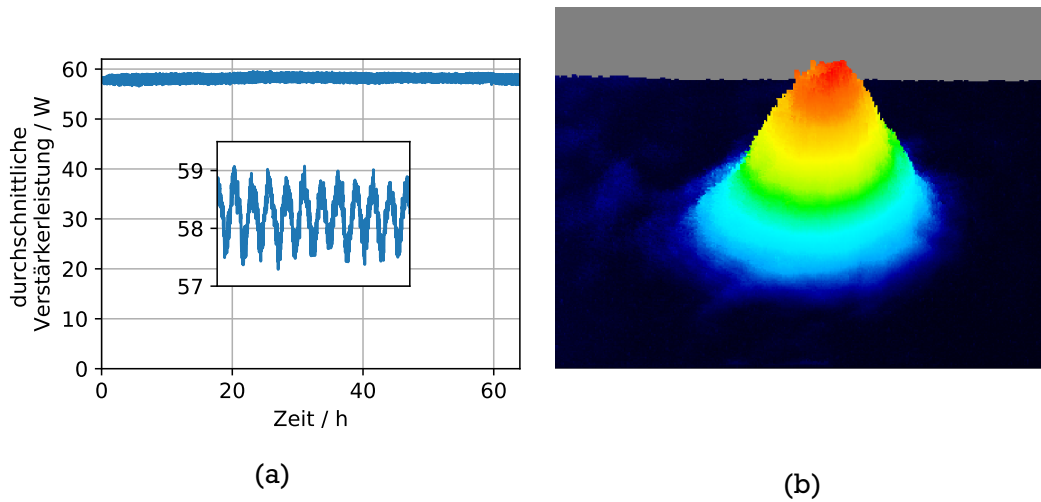


Abbildung 5.23: (a) Langzeitmessung der verstärkten Ausgangsleistung: Die gesamte Messdauer beträgt mehr als 2,5 Tage. Das Inset zeigt die Vergrößerung eines Messbereichs über eine Stunde. (b) Das Strahlprofil des verstärkten Laserlichts nach der dritten Verstärkerstufe.

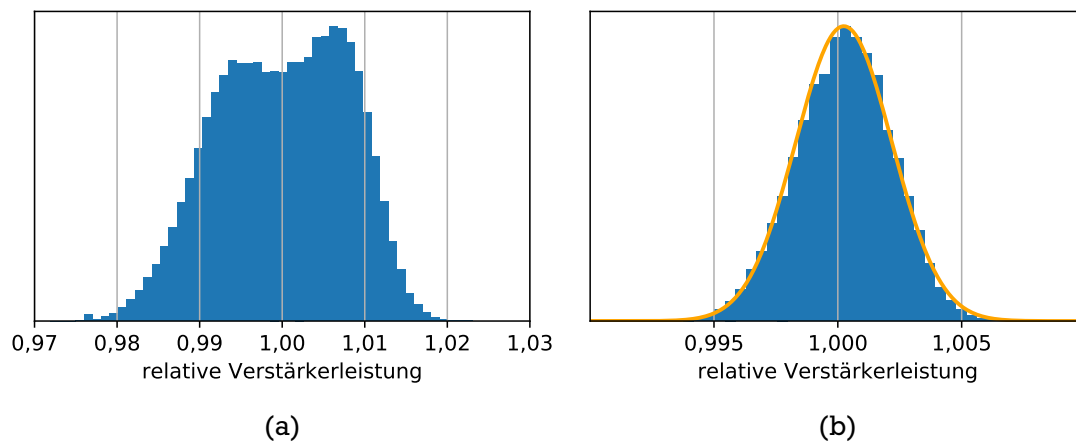


Abbildung 5.24: Histogramme der Langzeitmessungen: (a) mit konventioneller Hysterese des Laborchillers gemessen über mehr als 62 Stunden, (b) mit optimierter Hysterese gemessen über mehr als 17 Stunden, Anpassung einer Normalverteilung (orange).

## 5.4 Nichtlineare Frequenzkonversion

Um die vervierfachte Frequenz des leistungsstarken Infrarotlasers zu generieren, werden nichtlineare Konversionsprozesse genutzt. Die Vervielfachung der Frequenz besteht - wie schon beim cw-System - aus zwei aufeinanderfolgenden Frequenzverdopplungen. Durch die hohen Pulsspitzenleistungen ist es möglich, beide Verdopplungen im Einzeldurchgang zu betreiben. Eine Überhöhung der Leistung wird nicht benötigt. Eine Herausforderung stellt allerdings die große Flexibilität des Lasersystems in Bezug auf die Repetitionsrate und die Pulslänge dar. Dadurch ergibt sich eine so große Bandbreite an Pulsspitzenleistungen, dass eine effektive Fokussierung in den nichtlinearen Kristall nicht für alle Konfigurationen gefunden werden kann. Es wird sich daher im weiteren Verlauf dieses Abschnitts auf die maximale Repetitionsrate von 10 MHz beschränkt, weil für die Kühlung mittels gepulsten Lichts eine hohe Pulswiederholrate vorzuziehen ist [22].

### 5.4.1 Die erste Frequenzkonversion 1028 nm → 514 nm

Zur ersten Frequenzverdopplung wird ein Lithiumtriborat-Kristall (LBO) genutzt. Der nichtlineare Kristall ist 15 mm lang. Der Winkel zwischen Propagationsrichtung und optischer Achse beträgt  $\theta = 90^\circ$ . Die Phasenanpassung für den Typ-I-SHG-Prozess wird über die Temperatur, also nichtkritisch, erreicht. Wie in Abschnitt 4.2 bereits erwähnt, findet unter diesen Bedingungen kein Walkoff statt. Die Phasenanpassungstemperatur beträgt bei der eingesetzten infraroten Wellenlänge ungefähr 192 °C. Diese Temperatur wird in einem selbst gebauten Kristallofen erreicht. Der verwendete Kristall besitzt auf beiden polierten Endflächen eine Antireflexbeschichtung für 1028 nm und 514 nm.

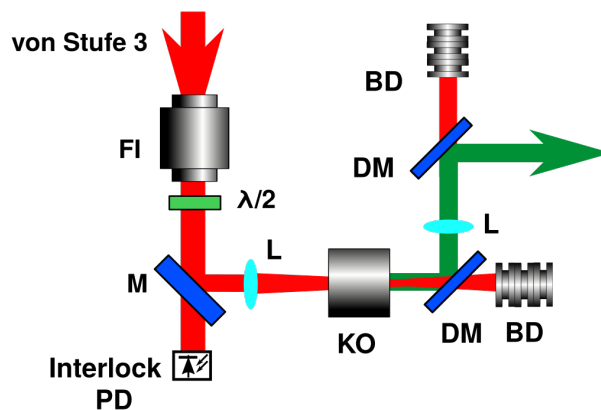


Abbildung 5.25: Aufbau zur SHG mittels LBO: Beschreibung im Text. BD: Strahlfalle, DM: dichroitischer Spiegel, FI: Faraday-Isolator, KO: Kristallofen, L: Linse, M: Spiegel, PD: Photodiode,  $\lambda/2$ : Halbwellenplättchen.

In Abbildung 5.25 ist der Aufbau der ersten Frequenzverdopplung dargestellt. Das Licht, dass aus der dritten Verstärkerstufe kommt, passiert den Faraday-Isolator und eine Halbwellenplatte zur Ausrichtung der Polarisation für die SHG. Es wird mit Hilfe einer plan-konvexen



Tabelle 5.5: Überblick über die erzeugten Durchschnittsleistungen und Pulsenergien bei einer Wellenlänge von 514 nm für vier ausgewählte Pulslängen. Die Repetitionsrate beträgt 10 MHz.

Pulslänge @ 1028 nm	durchschnitt. Leistung @ 514 nm	Pulsenergie @ 514 nm
47(5) ps	13,2(1) W	1,3(1) $\mu$ J
125(5) ps	23,2(12) W	2,3(1) $\mu$ J
243(5) ps	20,3(10) W	2,0(1) $\mu$ J
733(5) ps	14,0(7) W	1,4(1) $\mu$ J

Linse<sup>84</sup> mit einer Brennweite von 75 mm in den LBO-Kristall fokussiert. So wird eine Strahl-taille von ca. 46  $\mu$ m in der Kristallmitte erreicht. Der optimale Beamwaist wäre nach BK 29  $\mu$ m. Allerdings müssen für die Bestimmung der optimalen Fokusgröße bei so leistungs-starker, gepulster Strahlung andere Berechnungen zugrunde gelegt werden [128]. Zudem ist die gewählte Fokussierung nicht optimal für alle Pulslängen und Eingangsleistungen. In Anhang B finden sich Messungen bei einer alternativen Fokussierung. Der Kristall selbst wird leicht zum einfallenden Strahl verkippt, um den Rückreflex abfangen zu können, der trotz der AR-Beschichtung entsteht. Das frequenzverdoppelte Licht wird hinter dem Kristall mit Hilfe eines HR-Spiegels reflektiert und anschließend mit einer für die grüne Wellen-länge AR-beschichteten Linse<sup>85</sup> kollimiert. Da die Linse nicht für die infrarote Wellenlänge AR-beschichtet ist, werden so störende Rückreflexe reduziert. Das Restlicht der Grundwelle passiert größtenteils den Spiegel und wird in einer Strahlfalle gefangen. Ein weiterer für die grüne Wellenlänge HR-beschichteter Spiegel lässt restliches Infrarotlicht transmittieren, sodass anschließend das erzeugte grüne Laserlicht ohne störenden Anteil des fundamentalen Lichts charakterisiert werden kann.

Die gemessenen Leistungswerte für die SHG und die zugehörigen Konversionseffizienzwerte sind in Abbildung 5.26 dargestellt. Dabei sind die Messkurven für vier repräsentative Puls-längen von 47, 125, 240 und 733 ps dargestellt. Es werden maximale Ausgangsleistungen zwischen ca. 13 W und 23 W erreicht. Die höchsten Konversionseffizienzen liegen zwischen 26 % und 43 % abhängig von der Pulslänge. Die gewählte Strahl-taille von 45  $\mu$ m stellt für die Pulse mit einer Länge von 240 ps bzw. 125 ps eine gute Wahl dar. Sie limitiert allerdings die Konversionseffizienz und damit die SHG-Leistung bei den anderen Pulslängen. In einer alternativen Fokussierung (siehe Anhang B) lassen sich dort höhere Ausgangsleistungen erreichen. Das zeigt exemplarisch das Problem der Frequenzkonversion der infraroten Pulse. Durch den großen flexiblen Bereich der Pulslängen und der Repetitionsraten ist es schwierig, eine Strahl-taille im nichtlinearen Kristall zu finden, die allen Konfigurationen gerecht wird. Es werden daher nur die höchsten Repetitionsraten von 10 MHz betrachtet. In Tabelle 5.5 sind die erreichten Pulsenergien für die erste Frequenzkonversionsstufe zusammengefasst. Durch die Frequenzkonversion wird eine Verbreiterung der spektralen Verteilung des ge-pulsten Laserlichts erwartet. Diese wird mit einer Änderung der Pulslänge einhergehen. Die

<sup>84</sup>LA1608-B, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>85</sup>LA1986-A, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

Länge der Pulse wurde nur bei der fundamentalen infraroten Wellenlänge bestimmt. Um die Pulse benennen zu können, wird aber die Pulslänge als Bezeichnung beibehalten.

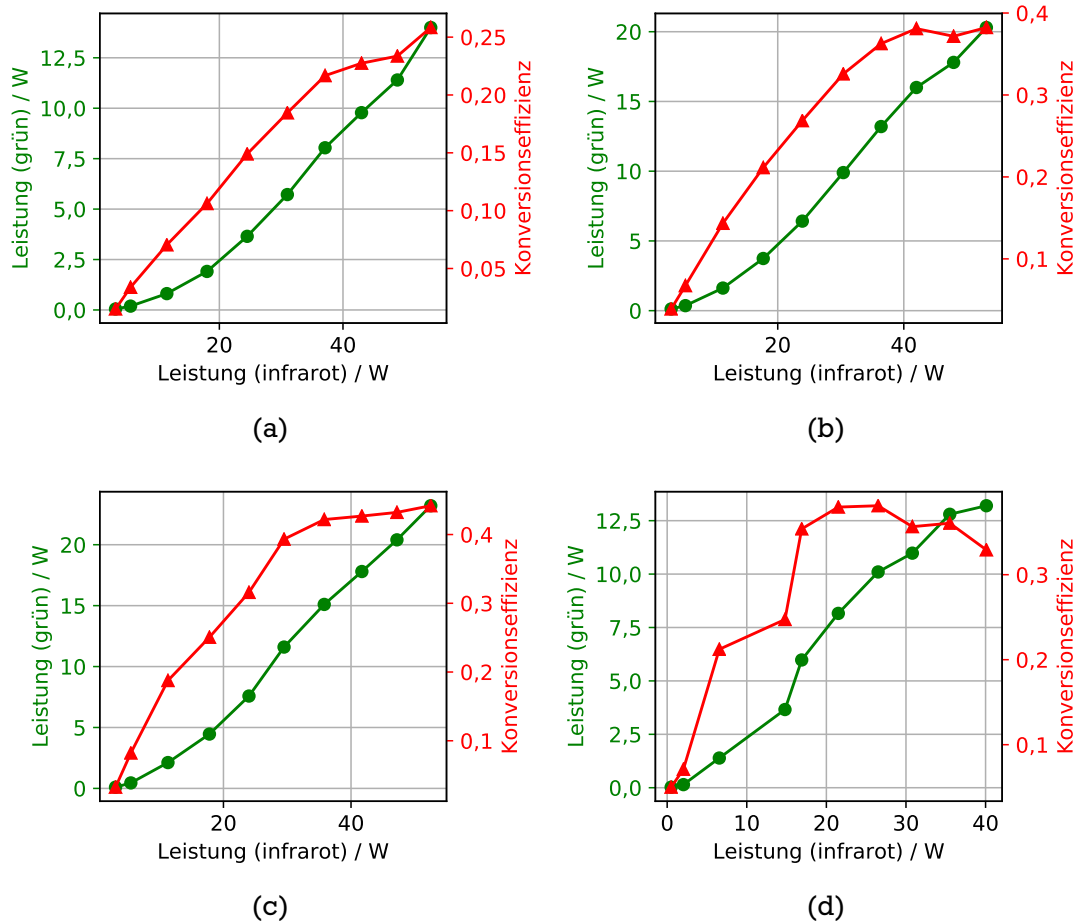


Abbildung 5.26: Leistungskennlinien der ersten Frequenzverdopplung, Leistung SHG (grüne Punkte), Konversionseffizienz (rote Dreiecke): (a) für ca. 733 ps lange Pulse, (b) für ca. 240 ps lange Pulse, (c) für ca. 125 ps lange Pulse, (d) für ca. 47 ps lange Pulse. Die Linien dienen der Führung der Augen.

### 5.4.2 Die zweite Frequenzkonversion 514 nm $\rightarrow$ 257 nm

Die zweite Frequenzverdopplung wird mit Hilfe eines  $\beta$ -Bariumborat-Kristalls (BBO) erzeugt. Die Wahl dieses Kristalls ergibt sich aus der gleichen Argumentation wie in Abschnitt 4.4 dargestellt. Es gibt mittlerweile auch einige andere Kristalle, die für diese SHG geeignet sind [129–131]. Eine Übersicht über mögliche Kristalle, die zur SHG mittlerer UV-Wellenlängen genutzt werden können, findet sich in [132, 133]. Der unerreicht hohe nichtlineare Koeffizient sowie seine leichte Verfügbarkeit stellen gute Gründe für die Wahl eines BBO-Kristalls dar. In Abschnitt 4.4 wurde sich näher mit dem Problem der Degradierung des BBO-Kristalls bei der Erzeugung mittlerer UV-Wellenlängen auseinandergesetzt. Bei der Frequenzkonversion gepulster Laser stellt die Degradierung des BBO-Kristalls generell ein kleineres Problem dar, wenn die Repetitionsraten niedrig sind [134]. So können im Bereich von einigen kHz hohe Durchschnittsleistungen gepulster Laser bei mittleren UV-Wellenlängen erreicht werden [132, 135, 136]. Werden Repetitionsraten im MHz-Bereich genutzt, sinken die möglichen durchschnittlichen UV-Ausgangsleistungen [133, 137, 138].

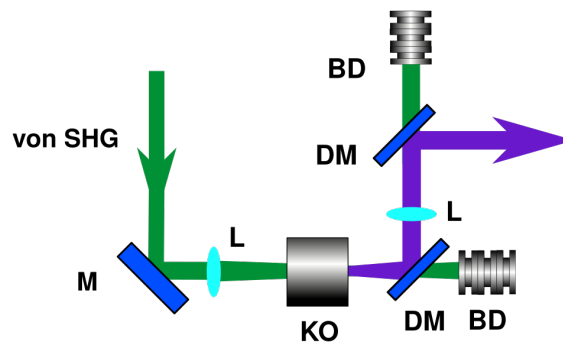


Abbildung 5.27: Aufbau zur FHG mittels BBO: Beschreibung im Text. BD: Strahlfalle, DM: dichroitischer Spiegel, KO: Kristallofen, L: Linse, M: Spiegel.

Der hier verwendete nichtlineare BBO-Kristall ist 10 mm lang. Zur Phasenanpassung ist der Kristall so geschnitten, dass der Winkel zwischen Propagationsrichtung und optischer Achse  $\theta = 50,2^\circ$  beträgt. Der resultierende Winkel des Walkoffs beträgt 85 mrad. Wegen der Erkenntnisse, die bei der Entwicklung des 257 nm cw-Lasersystems gewonnen wurden, wird die Temperatur des Kristalls innerhalb eines Ofens auf ca. 150 °C erhöht. Zum Einsatz kommt hier ein kommerzieller Kristallofen<sup>86</sup> mit Temperatursteuerung<sup>87</sup>. Der verwendete Kristall ist auf beiden polierten Endflächen antirefektiv für 514 nm und 257 nm beschichtet. In Abbildung 5.25 ist der Aufbau der zweiten Frequenzverdopplung dargestellt. Zur SHG werden im Vergleich ein elliptisches und ein sphärisches Strahlprofil im Kristall gewählt. Zur Erzeugung der elliptischen Strahltaillen wird das grüne Licht, dass von der ersten Frequenzverdopplung kommt, mit Hilfe einer zylindrischen plan-konvexen Linse<sup>88</sup> mit einer

<sup>86</sup>PV20, Covesion Inc., covesion.com

<sup>87</sup>OC2, Covesion Inc., covesion.com

<sup>88</sup>LA1608-B, Thorlabs GmbH, www.thorlabs.com

Tabelle 5.6: Überblick über die erzeugten Durchschnittsleistungen und Pulsenergien bei einer Wellenlänge von 257 nm mit einer Repetitionsrate von 10 MHz für drei ausgewählte Pulslängen. <sup>+</sup>sphärische Fokussierung, <sup>#</sup>elliptische Fokussierung.

Pulslänge @ 1028 nm	durchschnitt. Leistung @ 257 nm	Pulsenergie @ 257 nm
125(5) ps <sup>+</sup>	3,0(2) W	0,30(2) $\mu$ J
125(5) ps <sup>#</sup>	1,88 W	0,19(1) $\mu$ J
243(5) ps <sup>#</sup>	1,12 W	0,112(5) $\mu$ J
733(5) ps <sup>#</sup>	0,39 W	0,039(2) $\mu$ J

Brennweite von 100 mm in den BBO-Kristall fokussiert. Die Strahltaile im Kristall beträgt dann ca. 430  $\mu$ m in der Richtung des Walkoffs und 39  $\mu$ m orthogonal dazu. Der sphärische Fokus wird mittels einer sphärischen plan-konvexen Linse<sup>89</sup> mit einer Brennweite von 100 mm erzeugt. Er beträgt dann 39  $\mu$ m in beiden Richtungen. Das frequenzverdoppelte Licht wird hinter dem Kristall mit Hilfe eines Tiefpasses<sup>90</sup> reflektiert und anschließend mit einer für die UV-Wellenlänge AR-beschichteten, zylindrischen oder sphärischen Linse kollimiert. Störende grüne Rückreflexe von dieser Linse werden so reduziert. Das Restlicht der Grundwelle passiert größtenteils den Spiegel und wird in einer Strahlfalle gefangen. Ein weiterer für die UV-Wellenlänge HR-beschichteter Spiegel lässt restliches grünes Laserlicht transmittieren, sodass anschließend das erzeugte UV-Laserlicht ohne störenden Anteil des fundamentalen Lichts charakterisiert werden kann.

Die Messung der erzeugten UV-Leistung und die zugehörigen Konversionseffizienzen sind in Abbildung 5.28 dargestellt. Für die elliptische Fokussierung der längstmöglichen Pulse in Abbildung 5.26 (a) beträgt die maximale Ausgangsleistungen knapp 400 mW bei einer Konversionseffizienz von gerade einmal 2,8 %. Für kürzere Pulslängen von ca. 240 ps - gemessen bei 1028 nm - wird eine durchschnittliche Ausgangsleistung von mehr als 1,1 W bei einer Konversionseffizienz von 11 % erreicht, wie in Abbildung 5.26 (b) gesehen werden kann. Für Pulse mit einer Länge - bei 1028 nm - von ca. 125 ps werden ca. 2 W durchschnittliche Ausgangsleistung bei einer Konversionseffizienz von ca. 17 % erreicht, wenn die elliptische Fokussierung genutzt wird. Bei sphärischer Fokussierung der gleichen Pulse wird eine maximale Ausgangsleistung von ca. 3 W mit einer Konversionseffizienz von über 25 % erreicht. Zum Teil sinken die Konversionseffizienzen deutlich bei steigender Eingangsleistung. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass die Lage der Strahltaile im Kristall nicht bei allen Pulslängen und Eingangsleistungen an der gleichen Stelle ihr Optimum hat [128]. Die Lage des Fokus wurde bei den hier gezeigten Messungen aber immer an der gleichen Stelle belassen. In Tabelle 5.6 sind die maximalen Pulsenergien für die zweite Frequenzkonversionsstufe bei einer Repetitionsrate von 10 MHz zusammengefasst.

Die Konversionseffizienz für die genutzte elliptische Fokussierung ist niedriger als für die gewählte sphärische Fokussierung. Eine detaillierte Analyse der Konversionseffizienzen

<sup>89</sup>LA1509-A, Thorlabs GmbH, [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

<sup>90</sup>102112, Layertec GmbH, [www.layertec.com](http://www.layertec.com)

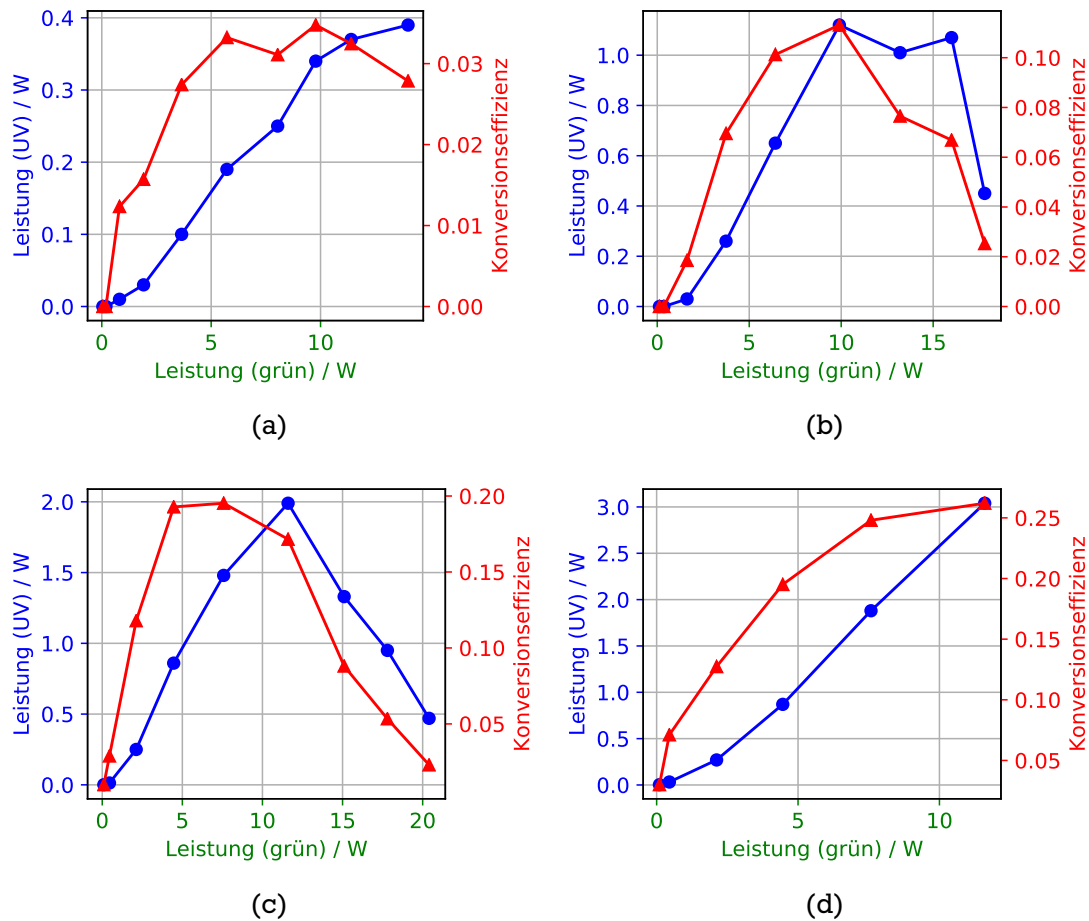


Abbildung 5.28: Leistungskennlinien der zweiten Frequenzverdopplung: Beschreibung im Text, (blaue Punkte) Leistung SHG, (rote Dreiecke) Konversionseffizienz: mit einer elliptischen Fokussierung (a) für ca. 733 ps lange Pulse, (b) für ca. 240 ps lange Pulse, (c) für ca. 125 ps lange Pulse, (d) für ca. 125 ps lange Pulse bei einer sphärischen Fokussierung. Die Linien dienen der Führung der Augen.

für verschiedene elliptische und sphärische Strahlfoki bei unterschiedlichen Pulslängen steht noch aus. An dieser Stelle wird sich trotz der niedrigeren Konversionseffizienz für die elliptische Fokussierung entschieden. Dadurch soll die Langzeitstabilität der UV-Leistung erhöht werden, wie bereits in Abschnitt 4.4 beschrieben wurde.

### Das Spektrum der ultravioletten Pulse

Das Spektrum der Pulse ist ausschlaggebend für den Einfangbereich der zu kühlenden Ionen und für die erreichbare Endtemperatur.

Zur Messung des ultravioletten Spektrums wird ein Etalon<sup>91</sup> genutzt, das aus zwei Quarzglasplatten, die in einem festen Abstand von 1 mm gehalten sind, besteht. Die beiden Platten sind außen mit einer Antireflektionsbeschichtung versehen. Zusätzlich sind die äußeren Flächen unter einem Winkel geschliffen, um unerwünschte Etalon Effekte - hervorgerufen durch Reflexe an diesen Oberflächen - zu vermeiden. Die Innenseiten sind mit einer Beschichtung, die eine Reflektivität von 99 % erreicht, versehen. Das Etalon besitzt eine Finesse von ca. 120 mit einem freien Spektralbereich von ca. 150 GHz bei einer Wellenlänge von 257 nm. Das Etalon wird mit einem möglichst großen Divergenzwinkel beleuchtet. Die entstehenden Interferenzringe werden mit einer Linse auf einen Kamerachip<sup>92</sup> abgebildet. Der Kamerachip besteht aus  $512 \times 512$  Pixeln mit einer jeweiligen Ausdehnung von  $4,65 \mu\text{m}$ . Ein Bild der so entstehenden Interferenzringe ist in Abbildung 5.29 (a) dargestellt.

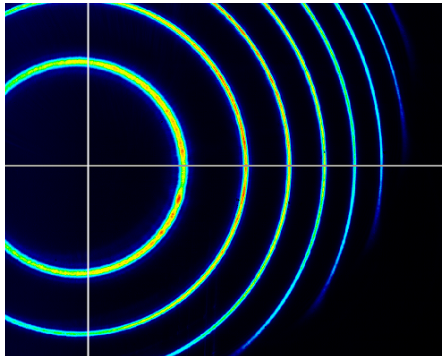
Das aufgenommene Spektrum besteht aus einer Faltung der Airy-Funktion des Etalons mit der spektralen Verteilungsfunktion der Pulse, wie bereits in Abschnitt 5.2 bemerkt wurde. Zur Bestimmung der spektralen Bandbreite der Pulse bei 257 nm wird daher wie folgt vorgegangen: Zunächst wird eine Hintergrundmessung von den Messwerten abgezogen. Die aufgenommenen Ringe werden durch eine Transformation in ein Polarkoordinatensystem überführt. Dadurch kann über alle Messpunkte im Abstand  $r$  zum Ursprung gemittelt werden, was die Messgenauigkeit erhöht. Anschließend wird der Abfall der Intensität der einzelnen Ringe mit der Beugungsordnung bestimmt und die Daten dann im Bezug auf die Peakhöhe normiert. Mit Hilfe des bekannten FSR wird dann die Abstandsachse in eine Frequenzachse transformiert. In Abbildung 5.29 (b) ist ein so aufbereitetes Spektrum dargestellt. An die Messwerte wird schließlich, wie bereits bei der Auswertung der infraroten Spektren, eine Faltung aus einer Airy-Funktion, einer quadrierten Sinc-Funktion und einer quadrierten Gaußverteilung angepasst. In Abbildung 5.30 (a) sind jeweils die aufbereiteten Messwerte und eine Anpassung für die kürzest- und längstmöglichen Pulse dargestellt. In Abbildung 5.30 (b) sind die durch die Anpassung gefundenen spektralen Verteilungen der Pulse selbst dargestellt. Diese resultierenden spektralen Breiten sind in 5.7 zusammengefasst. Dort finden sich auch die Werte, die bei 1028 nm bestimmt wurden, wieder. Dadurch lässt sich ein Faktor für die Aufweitung der spektralen Breite bei der Frequenzkonversion gewinnen.

Die resultierenden spektralen Halbwertsbreiten bei der geforderten UV-Wellenlänge liegen in einem Bereich zwischen ca. 3 GHz und 36 GHz. Die spektrale Breite kann auch im ultraviolet-

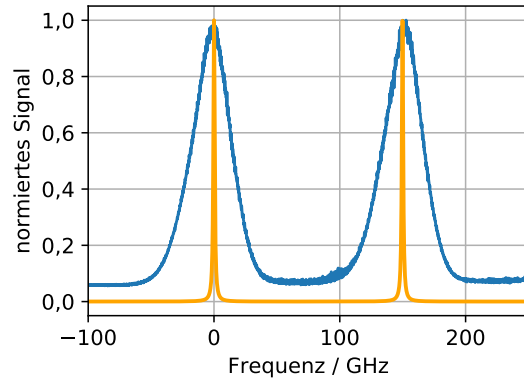
---

<sup>91</sup>OP-7423-3371-3, SLS Optics Ltd, [www.sls optics.com](http://www.sls optics.com)

<sup>92</sup>WinCamD-UCD12, Dataray Inc., [www.dataray.com](http://www.dataray.com)

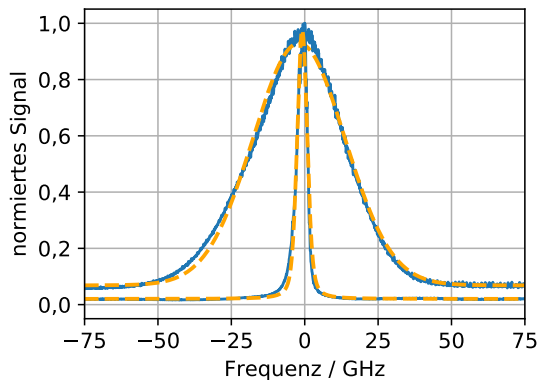


(a)

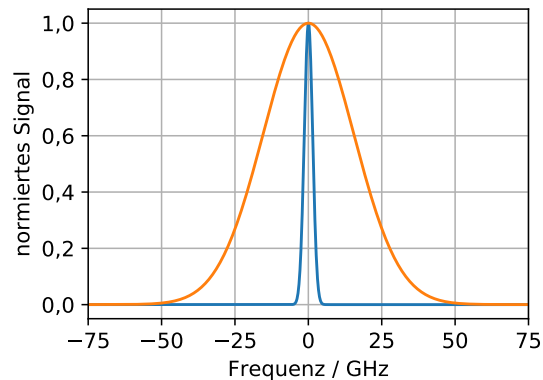


(b)

Abbildung 5.29: (a) Interferenzringe abgebildet auf dem Kamerachip, (b) aufbereitetes Spektrum für Pulse mit einer Länge von 733 ps (orange) und 47 ps (blau).



(a)



(b)

Abbildung 5.30: (a) Transmittiertes Signal des 20 GHz-FSR FPIs für Pulse mit einer Länge von 733 ps und 47 ps: (blau) gemessene Werte, (gestrichelt orange) Anpassung einer Faltung aus einer Airyfunktion mit dem Produkt einer quadrierten Sinc-Funktion und einer quadrierten Gaußverteilung, (b) aus der Anpassung gewonnenen spektrale Verteilungen der gepulsten Strahlung für (orange) 47 ps und 733 ps-Pulse.

Tabelle 5.7: Überblick über die Pulsbandbreiten bei 1028 nm und 257 nm für vier verschiedene Pulslängen. Der Faktor entspricht dem Quotienten zwischen den spektralen Bandbreiten gemessen bei 257 nm und 1028 nm.

Pulslänge @ 1028 nm	spektr. Breite @ 1028 nm	spektr. Breite @ 257 nm	Faktor
47(5) ps	9,79(31) GHz	36,4(35) GHz	3,71
115(5) ps	5,99(21) GHz	11,0(8) GHz	1,84
243(5) ps	3,21(13) GHz	5,80(130) GHz	1,84
733(5) ps	1,12(10) GHz	3,40(120) GHz	3,04

ten Wellenlängenbereich um mehr als eine Größenordnung variiert werden. Der Faktor für die durch die Frequenzvervierfachung gewonnene Verbreiterung der Spektren liegt zwischen 1,84 und 3,71. Das ist etwas größer als erwartet. Ausgehend von einem Rechteckpuls für die längste und einem Gauß-Puls für die kürzeste Pulslänge wird ein Faktor zwischen 1 und 2 erwartet. Diese zusätzliche Verbreiterung bedarf noch weiterer Untersuchungen.

Die spektrale Breite der Laserstrahlung bestimmt die Breite der Laserkühlkraft im Impulsraum. Die Standardabweichung der Kühlkraft lautet [22]

$$\sigma_{\text{Kühlkraft}} = \frac{257 \text{ nm} \cdot \text{FWHM}_f}{8 \cdot c \cdot \beta \cdot \ln(2) \cdot \sqrt{2 \ln(2)}}. \quad (5.5)$$

Die spektrale Breite der gepulsten Laserstrahlung zwischen ca. 3 GHz und 36 GHz entspricht einer Breite der Kühlkraft im Impulsraum zwischen ca.  $10^{-5}$  und  $10^{-6}$ .

Durch das Pulslasersystem steht ein größerer Empfangsbereich zur Verfügung als mit dem erfolgreich genutzten durchstimmbaren cw-Lasersystem. Daher stellt das präsentierte Lasersystem eine vielversprechende Strahlungsquelle für die Ionenstrahlkühlung dar.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

### 6.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die Entwicklung leistungsstarker ultravioletter Lasersysteme präsentiert, die zur Kühlung relativistischer Ionenstrahlen genutzt werden können.

Eine Herausforderung bei der Kühlung schwerer, Lithium ähnlicher Ionen an Beschleunigeranlagen, wie dem im Bau befindlichen Ionensynchrotron SIS100 und dem Ionenspeicherring HESR, liegt unter anderem in der hohen Anforderung an die Sättigungsintensität. Detaillierte Berechnungen und Simulationen machen dabei Vorhersagen zu der geforderten Intensität möglich [22]. Diese liegt für die schwersten, im SIS100 mit einer mittleren UV-Wellenlänge von 257 nm erreichbaren  $\text{Xe}^{51+}$ -Ionen ca. 300 mal höher als bei  $\text{C}^{3+}$ -Ionen, die bis jetzt für Laserkühlexperimente an bestehenden Anlagen genutzt wurden.

Zur Kühlung kann aber nicht nur schmalbandige, durchstimmbare cw-Laserstrahlung genutzt werden. Es kann auch spektral breites Laserlicht im Rahmen des „white-light-cooling“ genutzt werden. Daher verfolgte diese Arbeit zwei grundsätzliche Ziele: Zum einen die Weiterentwicklung des bestehenden cw-Lasers und zum anderen die Entwicklung eines Pulslasersystems zur Bereitstellung spektral verbreitertem Lichts.

In dieser Arbeit wurden zunächst die Grundlagen der Speicherung und Laserkühlung relativistischer Ionen besprochen. Davon ausgehend wurden Anforderungen an ein kontinuierliches und ein gepulstes Lasersystem formuliert, die sich bei der Kühlung Lithium ähnlicher Ionen ergeben.

Die Entwicklung am bereits bestehenden cw-Lasersystem verfolgte zwei große Ziele: Zum einen sollte die erzeugte UV-Ausgangsleistung deutlich erhöht werden. Zum anderen sollte das System benutzerfreundlicher gestaltet werden, um den Dauereinsatz an der Beschleunigeranlage zu begünstigen. Insgesamt wurde an drei Stellen eine Optimierung des cw-Lasersystems durchgeführt:

- Die Ausgangsleistung des verwendeten Ytterbium dotierten Faserverstärkers bei einer Wellenlänge von 1028 nm wurde erhöht. Gleichzeitig wurde die Stabilität soweit verbessert, dass auf eine vorher verwendete aktive Leistungsstabilisierung verzichtet werden kann. Die erreichte mittlere Ausgangsleistung betrug bei einer Messung über vier Stunden 21,9 W mit einer Standardabweichung von 0,4 %.
- Die Frequenzverdopplung der infraroten Strahlung zu 514 nm mittels LBO-Kristall in einem Überhöhungsresonator wurde durch eine Einzeldurchgangsanordnung mit-

tels periodisch gepoltem Kristall ersetzt. Hier wurden zunächst periodisch gepolte Lithiumniobat-Kristalle (PPLN) charakterisiert. Dabei wurde gezeigt, dass diese Kristalle für hohe Ausgangsleistungen keine passende Substitution darstellen. Mit einem periodisch gepolten, stöchiometrischen Lithiumtantalat-Kristall (PPSLT) konnte eine maximale Ausgangsleistung von über 7,4 W erzielt werden. Allerdings konnte diese Leistung nicht stabil gehalten werden. Bei einer stabilen Leistung mit einem Mittelwert von 4,1 W betrug die Standardabweichung 0,6 % bei einer Messdauer von drei Stunden.

- Als dritter und wichtigster Punkt wurde die Erzeugung der frequenzvervierten ultravioletten Strahlung neu gestaltet. Hierzu wurde ein neuer Überhöhungsresonator mit elliptischem Strahlfokus eingesetzt. Mit diesem war es möglich, eine stabile Ausgangsleistung von mehr als 600 mW über einen Zeitraum von über zwölf Stunden zu messen. Im Rahmen der Entwicklung wurde auch gezeigt, welcher Prozess hinter der Degradierung vermutet wird und wie sich noch höhere stabile Ausgangsleistungen erreichen lassen. Die erreichte Leistungserhöhung stellt einen entscheidenden Beitrag zur Kühlung schwerer Ionen im zukünftigen Ionensynchrotron SIS100 dar.

Um „white-light-cooling“ nutzen zu können wurde ein gepulstes Lasersystem aufgebaut. Die Pulserzeugung wird durch eine kommerzielle Modulatorbox realisiert. Diese schneidet mittels schneller Modulation Pulse mit einer Länge zwischen ca. 50 ps und 740 ps aus schmalbandigem cw-Licht bei ca. 1028 nm aus. Die Modulatorbox wird dabei extern getriggert und erlaubt es so, die Repetitionsrate im Bereich zwischen 1 MHz und 10 MHz frei einzustellen. Die erzeugten, transform limitierten Laserpulse weisen spektrale Bandbreiten zwischen ca. 1 GHz und 10 GHz auf und besitzen Pulsenergien im pJ-Bereich. Daher wurden die Pulse in drei aufeinander folgenden Ytterbium dotierten Fasern verstärkt. Hier kamen sowohl konventionelle Doppelmantelfasern als auch photonische Kristallfasern zum Einsatz. Es wurden am Ende der Verstärkerkaskade Pulsenergien im  $\mu$ J-Bereich erreicht. Die Pulse werden mit Hilfe von zwei Frequenzverdopplungen zur gewünschten ultravioletten Wellenlänge konvertiert. Dabei wird ein LBO-Kristall unter nichtkritischer Phasenanpassung und ein BBO-Kristall unter kritischer Phasenanpassung verwendet. Bei einer Pulswiederholrate von 10 MHz wurden maximale durchschnittliche Ausgangsleistungen von mehr als 30 W bei einer Wellenlänge von 514 nm und mehr als 3 W bei einer Wellenlänge von 257 nm erzeugt. Die resultierenden Pulsenergien der ultravioletten Strahlung liegen im hohen nJ-Bereich. Die durchschnittlichen Leistungen des PulsLasersystems bei 257 nm sind ausreichend hoch, um verschiedene schwere Lithium ähnliche Ionen zu kühlen. Das Spektrum der Pulse ist durch die Pulslänge bei der Wellenlänge von 257 nm im Bereich zwischen ca. 3 GHz und 36 GHz einstellbar.

## 6.2 Ausblick

Zum Abschluss wird diskutiert, welche Möglichkeiten sich durch die Entwicklung im Bereich der ultravioletten cw-Laserstrahlung ergeben. Darüber hinaus wird der weitere Einsatz des gepulsten Lasersystems besprochen.

### Ultravioletter CW-Laser

Mit dem eingesetzten elliptisch fokussierenden Resonator konnten bereits überzeugende Ergebnisse bei der Erzeugung ultravioletter cw-Laserstrahlung erreicht werden. Mit dem gleichen Resonator wird in einem nächsten Schritt die Frequenzverdopplung zu einer mittleren ultravioletten Wellenlänge an einem anderen frequenzvervierfachen Diodenlasersystem ersetzt. Das System emittiert bei 253,7 nm und wird für das Kühlen und Fangen von Quecksilberatomen genutzt. Erste Messungen lassen an diesem System auf eine höhere fundamentale Leistung als in dem hier präsentierten System hoffen. Daher kann von einer ebenfalls erhöhten UV-Leistung ausgegangen werden. Unter dem verwendeten elliptischen Fokus wird aber keine beliebige Leistungsskalierung möglich sein. Es wird erwartet, dass ab einer gewissen Ausgangsleistung wieder Degradierungseffekte sichtbar werden. Daher ist ein Ansatzpunkt gegeben worden, um eine noch weitergehende Leistungserhöhung zu ermöglichen. Wie gezeigt wurde ist bei der resonant überhöhten Frequenzverdopplungen die Effizienz im Einzeldurchgang weniger wichtig, wenn die im Resonator umlaufende Leistung erhöht wird. Damit ist also das Werkzeug gegeben, noch größere Strahltaillen für einen Resonator zu finden, ohne Effizienzeinbußen hinnehmen zu müssen.

### Gepulstes Lasersystem

Das gepulste Lasersystem wurde vollständig aufgebaut, charakterisiert und die Langzeitstabilität der infraroten Strahlung wurde gezeigt. Es muss allerdings noch die Langzeitstabilität der frequenzverdoppelten Strahlungen bei 514 nm und 257 nm gemessen werden. Da die nichtlinearen Konversionsprozesse stark von der Lage der Strahltaille im Kristall abhängen, sollten im Hinblick auf eine möglichst effiziente Frequenzvervierfachung weitere Messungen dazu durchgeführt werden [128]. Speziell im Bezug auf die Erzeugung der ultravioletten Wellenlänge kann auch ein alternativer Walkoff-kompensierender Aufbau mit zwei aufeinanderfolgenden BBO-Kristallen in Betracht gezogen werden [133]. Bei der Frequenzkonversion haben sich zudem unerwartet hohe Quotienten aus den spektralen Bandbreiten bei 257 nm und 1028 nm gezeigt. Diese gilt es weiter zu untersuchen.

Um für Experimente an Beschleunigeranlagen genutzt zu werden, soll das System in eine mobilere Version überführt werden. Hierzu wird der komplette optische Teil des Systems auf ein kommerzielles, gedämpftes Breadboard montiert. Das Board wird mit einer Einhausung versehen, die nahezu vollständig verschlossen sein wird. Notwendige elektronische Signale werden mit Durchführungen in die Einhausung geleitet. Der benötigte Durchlass für die Laserstrahlung selbst wird mit einem AR-beschichteten Fenster gegeben sein. Für die leistungsarmen Laser sind Faser-Faser-Koppler als Durchführungen geplant. Für die Pumplaser müssen die Fasern selbst durch die Gehäusewand geführt werden. Hier ist die Leistung zu groß, um einen Faser-Faser-Koppler einzusetzen. Neben der Einhausung des optischen Aufbaus wird der elektronische Teil, d.h., die Lasertreiber und Temperaturregler, in einem 19 Zoll-Rack verbaut. Zusätzlich wird der ECDL, der momentan als Mastersoszillator dient, durch einen kommerziellen Diodenlaser mit verteiltem Feedback (engl. distributed feedback, DFB) ersetzt. Dieser Diodenlaser bringt alle Anforderungen an den Mastersoszillator mit, die

in Abschnitt 5.1 formuliert wurden. Zudem sind DFB-Laserdioden generell sehr unempfindlich gegenüber äußeren Störungen. Diese Eigenschaft ist von Vorteil, da die Bedingungen an den Beschleunigeranlagen oft nicht mit denen in einem Laserlabor zu vergleichen sind. Dadurch wird die Stabilität des Systems bei einem Einsatz an den Beschleunigeranlagen weiter erhöht. Das System wird so für einen Einsatz am ESR Speicherring in Darmstadt und am CSRe Speicherring in Lanzhou - beide geplant für das Jahr 2020 - bereit sein.

## Anhang A

### Berechnung der Spitzenbestrahlungsstärke im BBO-Kristall

Zur Berechnung der Spitzenbestrahlungsstärke der fundamentalen Strahlung bei 514 nm und der erzeugten harmonischen UV-Wellenlänge in Abschnitt 4.4.3 wird das Programm SNLO genutzt [120]. Es wird hierfür die Funktion „2 dimensional long pulse mixing“ genutzt. Diese Funktion nimmt einen Einzeldurchgang zur Grundlage der Berechnung. Daher wurden zwei Fälle untersucht: Bei einer Eingangsleistung von 14 W werden mit sphärischen Strahltaillen von 32  $\mu\text{m}$  die 25 mW UV-Ausgangsleistung erzeugt, die degradieren. Die gleiche UV-Ausgangsleistung bleibt bei einer Eingangsleistung von 12,24 W mit elliptischen Strahltaillen von 16  $\mu\text{m}$  und 271  $\mu\text{m}$  stabil. Grundlage der gezeigten Berechnung sind folgende Eingangsparameter: 10 mm langer BBO-Kristall, Phasenanpassungswinkel  $\theta = 50,2^\circ$ , Wellenlängen 514 nm  $\rightarrow$  257 nm, Walkoff-Winkel 85 mrad

- sphärisch fokussierender Fall: Eingangsleistung 14 W, Strahltaille im Kristall 32  $\mu\text{m}$
- sphärisch fokussierender Fall: Eingangsleistung 12,24 W, Strahltaille im Kristall 16  $\mu\text{m}$  in nicht-Walkoff-Richtung, 271  $\mu\text{m}$  in Walkoff-Richtung

Alle weiteren Parameter ergeben sich mit Hilfe der Funktionen „Ref. Ind.“ und „Focus“. Eine detaillierte Anleitung zur Nutzung der verschiedenen Funktionen liegt dem kostenlos zugänglichen Programm in Form einer Hilfedatei („SNLO\_help.pdf“) bei.



## Anhang B

### SHG bei alternativer Fokussierung

Die Strahltaille im 15 mm langen LBO-Kristall beträgt bei diesen Messungen 25  $\mu\text{m}$ .

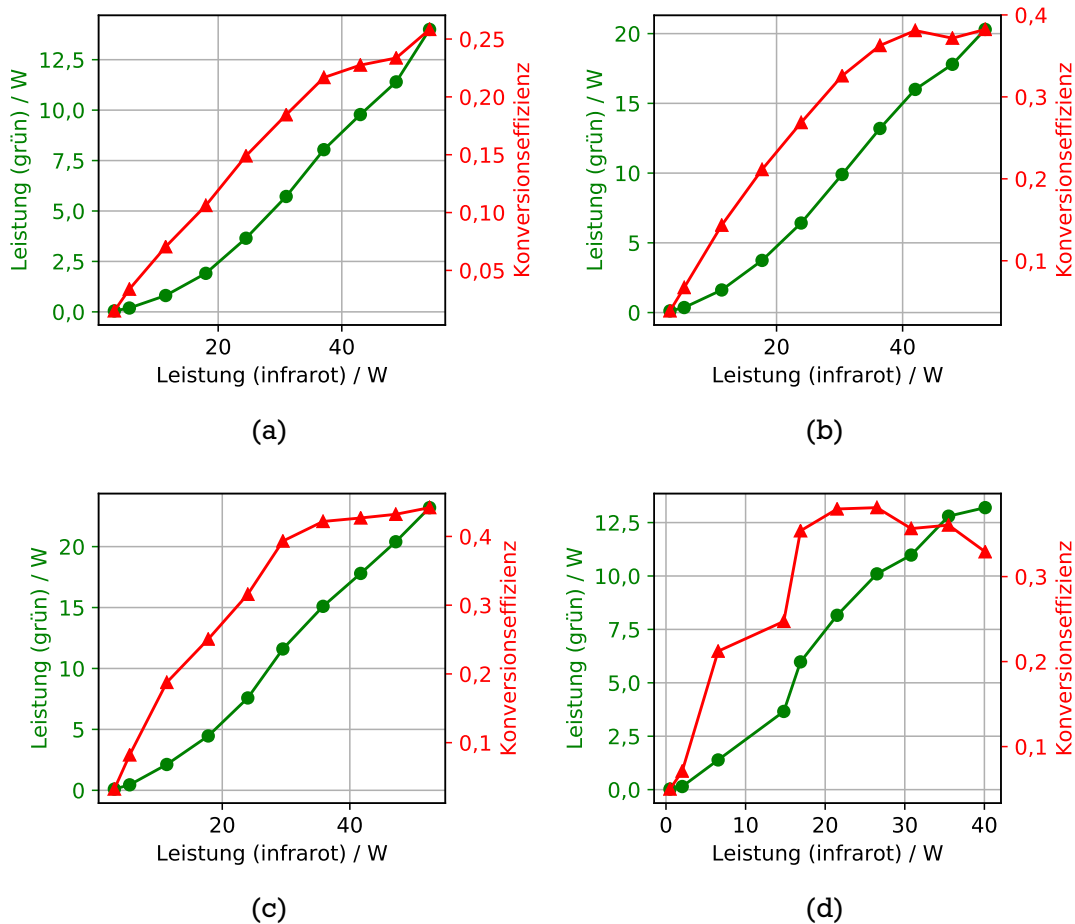


Abbildung B.1: Leistungskennlinien der ersten Frequenzverdopplung, Leistung SHG (grüne Punkte), Konversionseffizienz (rote Dreiecke): (a) für ca. 733 ps lange Pulse, (b) für ca. 240 ps lange Pulse, (c) für ca. 125 ps lange Pulse, (d) für ca. 47 ps lange Pulse. Die Linien dienen der Führung der Augen.

Tabelle B.1: Überblick über die erzeugten Durchschnittsleistungen und Pulsenergien bei einer Wellenlänge von 514 nm für vier ausgewählte Pulslängen. Die Repetitionsrate beträgt 10 MHz.

Potentiometer	Pulslänge @ 1028 nm	durchschnitt. Leistung	Pulsenergie
0	47(5) ps	11,7(6) W	1,17(6) $\mu$ J
0,5	115(5) ps	16,0(8) W	1,6(1) $\mu$ J
2	243(5) ps	24,1(12) W	2,4(1) $\mu$ J
10	733(5) ps	32,7(16) W	3,3(2) $\mu$ J



# Literaturverzeichnis

- [1] M. G. KOZLOV, M. S. SAFRONOVA, J. R. CRESPO LÓPEZ-URRUTIA und P. O. SCHMIDT. Highly charged ions: Optical clocks and applications in fundamental physics. *Rev. Mod. Phys.* **90** (2018), 045005 (siehe S. 1).
- [2] D. F. A. WINTERS, T. KÜHL, D. H. SCHNEIDER, P. INDELICATO, R. REUSCHL, R. SCHUCH, E. LINDROTH und T. STÖHLKER. Laser spectroscopy of the  $(1s22s2p)3P0-3P1$  level splitting in Be-like krypton. *Physica Scripta* **T144** (2011), 014013 (siehe S. 1).
- [3] B. BOTERMANN, D. BING, C. GEPPERT, G. GWINNER, T. W. HÄNSCH, G. HUBER, S. KARPUK, A. KRIEGER, T. KÜHL, W. NÖRTERSHÄUSER, C. NOVOTNY, S. REINHARDT, R. SÁNCHEZ, D. SCHWALM, T. STÖHLKER, A. WOLF und G. SAATHOFF. Test of Time Dilation Using Stored  $\text{Li}^+$  Ions as Clocks at Relativistic Speed. *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014), 120405 (siehe S. 1).
- [4] W. WEN, H. WANG, Z. HUANG, D. ZHANG, D. CHEN, D. WINTERS, S. KLAMMES, D. KIEFER, T. WALTHER, S. LITVINOV *et al.* Laser cooling and precision laser spectroscopy of highly charged ions at the storage ring CSRe and the future HIAF. *Hyperfine Interactions* **240** (2019), 45 (siehe S. 1).
- [5] W. NÖRTERSHÄUSER und R. SÁNCHEZ. Laser spectroscopy at storage rings. *Physica Scripta* **T166** (2015), 014020 (siehe S. 1).
- [6] F. HINTERBERGER. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2008 (siehe S. 1, 5, 7, 9, 11).
- [7] A. KRAEMER, M. BELLACHIOMA, H. KOLLMUS, H. REICH-SPRENGER und S. WILFERT. The vacuum system of FAIR accelerator facility. *Proceedings of EPAC 2006*, Edinburgh, Scotland (2006), 1429 (siehe S. 1, 5).
- [8] B. FRANZKE. The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **24** (1987), 18–25 (siehe S. 1, 3).
- [9] T. STÖHLKER, Y. A. LITVINOV, V. BAGNOUD, U. BECHSTEDT, C. DIMOPOULOU, A. DOLINSKII, C. GEPPERT, S. HAGMANN, T. KATAYAMA, T. KÜHL, R. MAIER, W. NÖRTERSHÄUSER, D. PRASUHN, R. SCHUCH, M. STECK und H. STOCKHORST. SPARC experiments at the high-energy storage ring. *Physica Scripta* **T156** (2013), 014085 (siehe S. 1–3).
- [10] S. van der MEER. Stochastic damping of betatron oscillations in the ISR. *CERN-ISR-PO-72-31* (1972) (siehe S. 1).
- [11] D. MÖHL, G. PETRUCCI, L. THORNDahl und S. van der MEER. Physics and technique of stochastic cooling. *Physics Reports* **58** (1980), 73–102 (siehe S. 1).

- [12] S. van der MEER. Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons. *Rev. Mod. Phys.* **57** (1984). Nobel lecture, 689–697. 18 p (siehe S. 1).
- [13] M. STECK. Cooling of fast charged particle beams. *J. Opt. Soc. Am. B* **20** (2003), 1016–1027 (siehe S. 1, 11).
- [14] M. STECK, P. BELLER, K. BECKERT, B. FRANZKE und F. NOLDEN. Electron cooling experiments at the ESR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **532** (2004). International Workshop on Beam Cooling and Related Topics, 357–365 (siehe S. 1, 10, 11).
- [15] H. POTH. Electron cooling: Theory, experiment, application. *Physics Reports* **196** (1990), 135–297 (siehe S. 1).
- [16] Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH. <https://fair-center.eu/press/pr-material.html>. Eingesehen am (07.04.2019) (siehe S. 2).
- [17] P. SPILLER und G. FRANCHETTI. The FAIR accelerator project at GSI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **561** (2006). Proceedings of the Workshop on High Intensity Beam Dynamics, 305–309 (siehe S. 3).
- [18] S. SCHRÖDER, R. KLEIN, N. BOOS, M. GERHARD, R. GRIESER, G. HUBER, A. KARAFILLIDIS, M. KRIEG, N. SCHMIDT, T. KÜHL, R. NEUMANN, V. BALKIN, M. GRIESER, D. HABS, E. JÄSCHKE, D. KRÄMER, M. KRISTENSEN, M. MUSIC, W. PETRICH, D. SCHWALM, P. SIGRAY, M. STECK, B. WANNER und A. WOLF. First laser cooling of relativistic ions in a storage ring. *Physical Review Letters* **64** (1990), 2901–2904 (siehe S. 2).
- [19] U. SCHRAMM, M. BUSSMANN, D. HABS, T. KÜHL, K. BECKERT, P. BELLER, B. FRANZKE, F. NOLDEN, M. STECK, G. SAATHOFF, S. REINHARDT und S. KARPUK. Laser Cooling of Relativistic Heavy Ion Beams. In: *Proceedings of the 2005 Particle Accelerator Conference*. 2005, 401–403 (siehe S. 2, 3).
- [20] U. SCHRAMM und D. HABS. Crystalline ion beams. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **53** (2004), 583–677 (siehe S. 2, 10, 14).
- [21] J. S. HANGST, J. S. NIELSEN, O. POULSEN, P. SHI und J. P. SCHIFFER. Laser Cooling of a Bunched Beam in a Synchrotron Storage Ring. *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995), 4432–4435 (siehe S. 2, 17, 18).
- [22] L. EIDAM, O. BOINE-FRANKENHEIM und D. WINTERS. Cooling rates and intensity limitations for laser-cooled ions at relativistic energies. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **887** (2018), 102–113 (siehe S. 3, 18–20, 24, 26, 29, 54, 71, 100, 108, 109).
- [23] L. EIDAM. Laser cooling of intense relativistic ion beams. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2018 (siehe S. 3, 16, 17, 26, 54, 71).

- 
- [24] M. REISER. Theory and design of charged particle beams. Wiley 1995 (siehe S. 5, 8, 11, 17).
- [25] M. CONTE und W. W. MACKAY. An introduction to the physics of particle accelerators; 2nd ed. World Scientific 2008 (siehe S. 5).
- [26] H. F. BEYER und V. P. SHEVELKO, Hrsg. Atomic Physics with Heavy Ions. Springer Berlin Heidelberg 1999 (siehe S. 5).
- [27] I. G. BROWN. The Physics And Technology Of Ion Sources. John Wiley und Sons, Inc. 1989 (siehe S. 8, 11, 71).
- [28] G. STUPAKOV, G. AND PENN. Lecture notes on Classical Mechanics and Electromagnetism in Accelerator Physics. Springer 2018 (siehe S. 8).
- [29] U. SCHRAMM und D. HABS. Crystalline ion beams. Progress in Particle and Nuclear Physics **53** (2004), 583–677 (siehe S. 9).
- [30] W. DEMTRÖDER. Experimentalphysik 1. Springer 2005 (siehe S. 11).
- [31] H. J. METCALF und P. VAN DER STRATEN. Laser cooling and trapping. Springer 1999 (siehe S. 11).
- [32] W. D. PHILLIPS. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. Reviews of Modern Physics **70** (1998), 721–741 (siehe S. 13).
- [33] H. METCALF und P. van der STRATEN. Laser Cooling and Trapping. Graduate Texts in Contemporary Physics. Springer New York 2001 (siehe S. 13).
- [34] R. FRISCH. Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes. Zeitschrift für Physik **86** (1933), 42–48 (siehe S. 14).
- [35] W. D. PHILLIPS und H. METCALF. Laser Deceleration of an Atomic Beam. Physical Review Letters **48** (1982), 596–599 (siehe S. 14).
- [36] P. D. LETT, W. D. PHILLIPS, S. ROLSTON, C. E. TANNER, R. WATTS und C. WESTBROOK. Optical molasses. JOSA B **6** (1989), 2084–2107 (siehe S. 15).
- [37] U. SCHRAMM, M. BUSSMANN und D. HABS. From laser cooling of non-relativistic to relativistic ion beams. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **532** (2004), 348–356 (siehe S. 16).
- [38] C. GERTHSEN und D. MESCHÉDE. Physik. Springer 2006 (siehe S. 16).
- [39] W. WEN *et al.* Laser cooling of stored relativistic ion beams with large momentum spreads using a laser system with a wide scanning range. Journal of Physics: Conference Series **488** (2014), 122005 (siehe S. 16, 18, 31, 55).
- [40] T. J. P. ELLISON, S. S. NAGAITSEV, M. S. BALL, D. D. CAUSSYN, M. J. ELLISON und B. J. HAMILTON. Attainment of space-charge dominated beams in a synchrotron. Phys. Rev. Lett. **70** (1993), 790–793 (siehe S. 16).

- [41] M. BUSSMANN. Laser-Cooled Ion Beams and Strongly Coupled Plasmas for Precision Experiments. Dissertation. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2008 (siehe S. 18, 29, 31).
- [42] R. CALABRESE, V. GUIDI, P. LENISA, R. GRIMM, H. .-J. MIESNER, E. MARIOTTI und L. MOI. White-light laser cooling of ions in a storage ring. *Hyperfine Interactions* **99** (1996), 259–265 (siehe S. 18).
- [43] S. N. ATUTOV, R. CALABRESE, R. GRIMM, V. GUIDI, I. LAUER, P. LENISA, V. LUGER, E. MARIOTTI, L. MOI, A. PETERS, U. SCHRAMM und M. STÖSSEL. “White-light” Laser Cooling of a Fast Stored Ion Beam. *Physical Review Letters* **80** (1998), 2129–2132 (siehe S. 18).
- [44] S. ATUTOV, R. CALABRESE, V. GUIDI, P. LENISA, S. PETRUIO, E. MARIOTTI und L. MOI. Sharp edge broad-band lasers for “white-light” cooling in storage rings. *Hyperfine Interactions* **108** (1997), 259–266 (siehe S. 18).
- [45] M. LOCHMANN, R. JÖHREN, C. GEPPERT, Z. ANDEKOVIC, D. ANIELSKI, B. BOTERMANN, M. BUSSMANN, A. DAX, N. FRÖMMGEN, M. HAMMEN, V. HANNEN, T. KÜHL, Y. A. LITVINOV, R. LÓPEZ-COTO, T. STÖHLKER, R. C. THOMPSON, J. VOLLBRECHT, A. VOLOTKA, C. WEINHEIMER, W. WEN, E. WILL, D. WINTERS, R. SÁNCHEZ und W. NÖRTERSCHÄUSER. Observation of the hyperfine transition in lithium-like bismuth  $^{209}\text{Bi}^{80+}$  : Towards a test of QED in strong magnetic fields. *Phys. Rev. A* **90** (2014), 030501 (siehe S. 21).
- [46] W. JOHNSON, Z. LIU und J. SAPIRSTEIN. Transition rates for lithium-like ions, sodium-like ions, and neutral alkali-metal atoms. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **64** (1996), 279–300 (siehe S. 22).
- [47] D. WINTERS. Persönliche Kommunikation (2019) (siehe S. 29).
- [48] T. BECK. Lasersystem zur Kühlung relativistischer  $\text{C}^{3+}$ -Ionenstrahlen in Speicherringen. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2016 (siehe S. 31, 32, 35, 37, 39, 52, 54, 55, 73).
- [49] T. BECK, B. REIN, F. SÖRENSEN und T. WALTHER. Solid-state-based laser system as a replacement for  $\text{Li}^+$  lasers. *Optics Letters* **41** (2016) (siehe S. 31, 32, 54).
- [50] K. KONDO, M. OKA, H. WADA, T. FUKUI, N. UMEZU, K. TATSUKI und S. KUBOTA. Demonstration of long-term reliability of a 266-nm, continuous-wave, frequency-quadrupled solid-state laser using  $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ . *Opt. Lett.* **23** (1998), 195–197 (siehe S. 31, 54).
- [51] L. RICCI, M. WEIDEMÜLLER, T. ESSLINGER, A. HEMMERICH, C. ZIMMERMANN, V. VULETIC, W. KÖNIG und T. HÄNSCH. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. *Optics Communications* **117** (1995), 541–549 (siehe S. 32, 41).
- [52] E. SNITZER. Cylindrical dielectric waveguide modes. *JOSA* **51** (1961), 491–498 (siehe S. 33).
- [53] E. SNITZER und H. OSTERBERG. Observed dielectric waveguide modes in the visible spectrum. *JOSA* **51** (1961), 499–505 (siehe S. 33).

- 
- [54] C. J. KOESTER und E. SNITZER. Amplification in a fiber laser. *Applied optics* **3** (1964), 1182–1186 (siehe S. 33).
- [55] M. J. DIGONNET. Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded. CRC press 2001 (siehe S. 33).
- [56] R. NICOLAESCU, T. WALTHER, E. S. FRY und M. MUENDEL. Ultranarrow-linewidth, efficient amplification of low-power seed sources by a fiber amplifier. *Applied Optics* **38** (1999), 1784 (siehe S. 33).
- [57] J. LIMPET, F. ROSER, S. KLINGEBIEL, T. SCHREIBER, C. WIRTH, T. PESCHEL, R. EBERHARDT und A. TUNNERMANN. The Rising Power of Fiber Lasers and Amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **13** (2007), 537–545 (siehe S. 33, 35, 41).
- [58] D. A. KLINER, J. P. KOPLOW, L. GOLDBERG, A. L. CARTER und J. A. DIGWEED. Polarization-maintaining amplifier employing double-clad bow-tie fiber. *Optics letters* **26** (2001), 184–186 (siehe S. 33).
- [59] J. NODA, K. OKAMOTO und Y. SASAKI. Polarization-maintaining fibers and their applications. *Journal of Lightwave Technology* **4** (1986), 1071–1089 (siehe S. 33).
- [60] V. V. TER-MIKIRTYCHEV. Fundamentals of fiber lasers and fiber amplifiers. Springer 2014 (siehe S. 33).
- [61] H. M. PASK, R. J. CARMAN, D. C. HANNA, A. C. TROPPER, C. J. MACKECHNIE, P. R. BARBER und J. M. DAWES. Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2  $\mu\text{m}$  region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **1** (1995), 2–13 (siehe S. 34, 41).
- [62] G. PAUNESCU. Ytterbium-Doped Femtosecond Solid-State Lasers. Dissertation. Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2012 (siehe S. 34).
- [63] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, A. C. TROPPER und D. C. HANNA. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (1997), 1049–1056 (siehe S. 34, 41).
- [64] A. SEIFERT, M. SINTHER, T. WALTHER und E. S. FRY. Narrow-linewidth, multi-Watt Yb-doped fiber amplifier at 1014.8 nm. *Applied optics* **45** (2006), 7908–7911 (siehe S. 35).
- [65] R. STEINBORN, A. KOGLBAUER, P. BACHOR, T. DIEHL, D. KOLBE, M. STAPPEL und J. WALZ. A continuous wave 10 W cryogenic fiber amplifier at 1015 nm and frequency quadrupling to 254 nm. *Optics express* **21** (2013), 22693–22698 (siehe S. 35).
- [66] L. QUINTINO, A. COSTA, R. MIRANDA, D. YAPP, V. KUMAR und C. KONG. Welding with high power fiber lasers—A preliminary study. *Materials & Design* **28** (2007), 1231–1237 (siehe S. 35).
- [67] C. GRÉVERIE, A. BRILLET, C. N. MAN, W. CHAIBI, J. P. COULON und K. FELIKSIK. High power fiber amplifier for Advanced Virgo. In: *CLEO/QELS: 2010 Laser Science to Photonic Applications*. IEEE. 2010, 1–2 (siehe S. 35).

- [68] J. ZHAO, G. GUIRAUD, C. PIERRE, F. FLOISSAT, A. CASANOVA, A. HREIBI, W. CHAIBI, N. TRAYNOR, J. BOULLET und G. SANTARELLI. High-power all-fiber ultra-low noise laser. *Applied Physics B* **124** (2018), 114 (siehe S. 35).
- [69] F. BEIER, C. HUPEL, S. KUHN, S. HEIN, J. NOLD, F. PROSKE, B. SATTLER, A. LIEM, C. JAUREGUI, J. LIMPET *et al.* Single mode 4.3 kW output power from a diode-pumped Yb-doped fiber amplifier. *Optics express* **25** (2017), 14892–14899 (siehe S. 35).
- [70] T. FÜHRER, D. STANG und T. WALTHER. Actively Controlled Tuning of an External Cavity Diode Laser by Polarization Spectroscopy. *Optics Express* **17** (2009), 4991 (siehe S. 36, 41).
- [71] T. FÜHRER, S. EULER und T. WALTHER. Model for tuning an external-cavity diode laser by polarization locking. *JOSA B* **28** (2011), 508–514 (siehe S. 36).
- [72] T. FÜHRER. Modellierung und Anwendung eines neuartigen Verfahrens zur aktiven Regelung und Kontrolle von Wellenlänge und Linienbreite eines Diodenlasers mit externem Resonator. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2012 (siehe S. 36, 73).
- [73] R. L. SUTHERLAND. *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, Inc 2003 (siehe S. 41).
- [74] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS und G. WEINREICH. Generation of Optical Harmonics. *Phys. Rev. Lett.* **7** (1961), 118–119 (siehe S. 41).
- [75] P. D. MAKER, R. W. TERHUNE, M. NISENOFF und C. M. SAVAGE. Effects of Dispersion and Focusing on the Production of Optical Harmonics. *Phys. Rev. Lett.* **8** (1962), 21–22 (siehe S. 41, 43, 45).
- [76] D. A. KLEINMAN. Theory of Second Harmonic Generation of Light. *Phys. Rev.* **128** (1962), 1761–1775 (siehe S. 41).
- [77] R. C. MILLER und A. SAVAGE. Harmonic Generation and Mixing of  $\text{CaWO}_4\text{:Nd}^{3+}$  and Ruby Pulsed Laser Beams in Piezoelectric Crystals. *Phys. Rev.* **128** (1962), 2175–2179 (siehe S. 41).
- [78] N. I. ADAMS und P. B. SCHOEFER. Continuous optical harmonic generation. *Applied Physics Letters* **3** (1963), 19–21 (siehe S. 41).
- [79] R. W. BOYD. *Nonlinear Optics, Third Edition*. 3rd. Academic Press, Inc. 2008 (siehe S. 41–43).
- [80] S. GUHA und L. P. GONZALEZ. *Laser Beam Propagation in Nonlinear Optical Media*. CRC Press 2014 (siehe S. 41, 44).
- [81] J. MOMPART und R. CORBALÁN. Lasing without inversion. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* **2** (2000), R7–R24 (siehe S. 41).
- [82] B. REIN. Drei-Photonen Kohärenzeffekte in Quecksilberdampf. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2016 (siehe S. 41).
- [83] C. LI. *Nonlinear Optics*. Springer 2017 (siehe S. 41, 42).

- 
- [84] M. BASS, P. A. FRANKEN, J. F. WARD und G. WEINREICH. Optical Rectification. *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962), 446–448 (siehe S. 42).
- [85] A. ASHKIN, G. D. BOYD und J. M. DZIEDZIC. Observation of Continuous Optical Harmonic Generation with Gas Masers. *Phys. Rev. Lett.* **11** (1963), 14–17 (siehe S. 43).
- [86] G. D. BOYD und D. A. KLEINMAN. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. *Journal of Applied Physics* **39** (1968), 3597–3639 (siehe S. 43, 55, 63).
- [87] R. W. BOYD. *Nonlinear Optics*, Second Edition. 2nd. Elsevier 2003 (siehe S. 43).
- [88] Y. F. CHEN und Y. C. CHEN. Analytical functions for the optimization of second-harmonic generation and parametric generation by focused Gaussian beams. *Applied Physics B: Lasers and Optics* **76** (2003), 645–647 (siehe S. 44).
- [89] D. MESCHÉDE. *Optik, Licht und Laser*. 2. Aufl. Vieweg + Teubner 2005 (siehe S. 45).
- [90] R. C. MILLER, G. D. BOYD und A. SAVAGE. Nonlinear optical interactions in LiNbO<sub>3</sub> without double refraction. *Applied Physics Letters* **6** (1965), 77–79 (siehe S. 45).
- [91] J. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING und P. PERSHAN. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical review* **127** (1962), 1918 (siehe S. 45).
- [92] M. YAMADA, N. NADA, M. SAITOH und K. WATANABE. First-order quasi-phase matched LiNbO<sub>3</sub> waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation. *Applied Physics Letters* **62** (1993), 435–436 (siehe S. 45).
- [93] R. C. C. LEITE, R. S. MOORE und J. R. WHINNERY. Low absorption measurements by means of the thermal lens effect using an He-Ne laser. *Applied Physics Letters* **5** (1964), 141–143 (siehe S. 48).
- [94] E. S. POLZIK und H. J. KIMBLE. Frequency doubling with KNbO<sub>3</sub> in an external cavity. *Opt. Lett.* **16** (1991), 1400–1402 (siehe S. 48, 56, 59, 66, 70).
- [95] S. V. TOVSTONOG, S. KURIMURA, I. SUZUKI, K. TAKENO, S. MORIWAKI, N. OHMAE, N. MIO und T. KATAGAI. Thermal effects in high-power CW second harmonic generation in Mg-doped stoichiometric lithium tantalate. *Opt. Express* **16** (2008), 11294–11299 (siehe S. 48).
- [96] O. A. LOUCHEV, N. E. YU, S. KURIMURA und K. KITAMURA. Thermal inhibition of high-power second-harmonic generation in periodically poled LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub> crystals. *Applied Physics Letters* **87** (2005), 131101 (siehe S. 48, 50).
- [97] O. A. LOUCHEV, N. E. YU, S. KURIMURA und K. KITAMURA. Nanosecond pulsed laser energy and thermal field evolution during second harmonic generation in periodically poled LiNbO<sub>3</sub> crystals. *Journal of Applied Physics* **98** (2005), 113103 (siehe S. 48, 50).
- [98] N. E. YU, S. KURIMURA, Y. NOMURA und K. KITAMURA. Stable high-power green light generation with thermally conductive periodically poled stoichiometric lithium tantalate. *Japanese journal of applied physics* **43** (2004), L1265 (siehe S. 50).

- [99] S. V. TOVSTONOG, S. KURIMURA und K. KITAMURA. High power continuous-wave green light generation by quasiphase matching in Mg stoichiometric lithium tantalate. *Applied Physics Letters* **90** (2007), 051115 (siehe S. 50).
- [100] M. SCHEID, F. MARKERT, J. WALZ, J. WANG, M. KIRCHNER und T. W. HÄNSCH. 750 mW continuous-wave solid-state deep ultraviolet laser source at the 253.7 nm transition in mercury. *Opt. Lett.* **32** (2007), 955–957 (siehe S. 54).
- [101] K. TAKACHIHO, M. YOSHIMURA, Y. TAKAHASHI, M. IMADE, T. SASAKI und Y. MORI. Ultraviolet laser-induced degradation of CsLiB<sub>6</sub>O<sub>10</sub> and  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. *Opt. Mater. Express* **4** (2014), 559–567 (siehe S. 54, 60).
- [102] T. SÜDMEYER, Y. IMAI, H. MASUDA, N. EGUCHI, M. SAITO und S. KUBOTA. Efficient 2nd and 4th harmonic generation of a single-frequency, continuous-wave fiber amplifier. *Opt. Express* **16** (2008), 1546–1551 (siehe S. 54).
- [103] G. CHEN, H. ZOU, X. HE, Y. SHEN und Q. LIU. Fourth harmonic generation based on miniaturized tunable bow-tie resonators. *Optics & Laser Technology* **114** (2019), 44–48 (siehe S. 54).
- [104] R. ZHAO, X. FU, L. ZHANG, S. FANG, J. SUN, Y. FENG, Z. XU und Y. WANG. High-power continuous-wave narrow-linewidth 253.7 nm deep-ultraviolet laser. *Applied optics* **56** (2017), 8973–8977 (siehe S. 54).
- [105] J. SAKUMA, Y. ASAKAWA und M. OBARA. Generation of 5-W deep-UV continuous-wave radiation at 266 nm by an external cavity with a CsLiB<sub>6</sub>O<sub>10</sub> crystal. *Opt. Lett.* **29** (2004), 92–94 (siehe S. 54).
- [106] R. W. P. DREVER, J. L. HALL, F. V. KOWALSKI, J. HOUGH, G. M. FORD, a. J. MUNLEY und H. WARD. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* **31** (1983), 97–105 (siehe S. 56).
- [107] R. ZHAO, X. FU, L. ZHANG, S. FANG, J. SUN, Y. FENG, Z. XU und Y. WANG. High-power continuous-wave narrow-linewidth 253.7 nm deep-ultraviolet laser. *Appl. Opt.* **56** (2017), 8973–8977 (siehe S. 56).
- [108] A. ASHKIN, G. BOYD und J. DZIEDZIC. Resonant optical second harmonic generation and mixing. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **2** (1966), 109–124 (siehe S. 57, 58).
- [109] W. J. KOZLOVSKY, C. D. NABORS und R. L. BYER. Second-harmonic generation of a continuous-wave diode-pumped Nd:YAG laser using an externally resonant cavity. *Opt. Lett.* **12** (1987), 1014–1016 (siehe S. 57, 58).
- [110] E. D. BLACK. An introduction to Pound–Drever–Hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics* **69** (2001), 79–87 (siehe S. 58).
- [111] A. E. SIEGMAN. *Lasers*. University Science Books 1986 (siehe S. 58, 71, 77, 78).
- [112] F. LIBRECHT und J. SIMONS. Second-harmonic generation in birefringent crystals by a Gaussian beam with an elliptical cross section. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **11** (1975), 850–852 (siehe S. 60).



- 
- [113] Y. TAIRA. High-Power Continuous-Wave Ultraviolet Generation by Frequency Doubling of an Argon Laser. *Japanese Journal of Applied Physics* **31** (1992), L682 (siehe S. 60).
- [114] D. W. COUTTS und J. A. PIPER. One watt average power by second harmonic and sum frequency generation from a single medium scale copper vapor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28** (1992), 1761–1764 (siehe S. 60).
- [115] D. W. COUTTS. Optimization of line-focusing geometry for efficient nonlinear frequency conversion from copper-vapor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **31** (1995), 2208–2214 (siehe S. 60).
- [116] R. BISWAL, P. K. AGRAWAL, S. K. DIXIT und S. V. NAKHE. Generation of 1.5 W average power, 18 kHz repetition rate coherent mid-ultraviolet radiation at 271.2 nm. *Appl. Opt.* **54** (2015), 9613–9621 (siehe S. 60).
- [117] T. FREEGARDE, J. COUTTS, J. WALZ, D. LEIBFRIED und T. W. HÄNSCH. General analysis of type I second-harmonic generation with elliptical Gaussian beams. *J. Opt. Soc. Am. B* **14** (1997), 2010–2016 (siehe S. 62, 63).
- [118] A. STEINBACH, M. RAUNER, F. CRUZ und J. BERGQUIST. CW second harmonic generation with elliptical Gaussian beams. *Optics Communications* **123** (1996), 207–214 (siehe S. 62, 63).
- [119] D. PREISLER, D. KIEFER, T. FÜHRER und T. WALTHER. Evolutionary algorithm-assisted design of a UV SHG cavity with elliptical focusing to avoid crystal degradation. *Applied Physics B* **125** (2019), 220 (siehe S. 64).
- [120] A. SMITH. SNLO nonlinear optics code available from AS-Photonics, Albuquerque, NM 87185-1423 through <https://www.as-photonics.com/products/snlo> (2019) (siehe S. 68, 113).
- [121] D. KIEFER, D. PREISLER, T. FÜHRER und T. WALTHER. Non-degrading CW UV generation in  $\beta$ -barium borate at 257 nm using an elliptical focusing enhancement cavity. *Laser Physics Letters* **16** (2019), 075403 (siehe S. 65, 69).
- [122] M. TAKAHASHI, A. OSADA, A. DERGACHEV, P. F. MOULTON, M. CADATAL-RADUBAN, T. SHIMIZU und N. SARUKURA. Effects of Pulse Rate and Temperature on Nonlinear Absorption of Pulsed 262-nm Laser Light in  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. *Japanese Journal of Applied Physics* **49** (2010), 080211 (siehe S. 69).
- [123] N. KONDRATYUK und A. SHAGOV. Nonlinear absorption at 266 nm in BBO crystal and its influence on frequency conversion. In: *ICONO 2001: Nonlinear Optical Phenomena and Nonlinear Dynamics of Optical Systems*. Bd. 4751. International Society for Optics und Photonics. 2002, 110–115 (siehe S. 69).
- [124] T. FÜHRER und T. WALTHER. Control and active stabilization of the linewidth of an ECDL. *Applied Physics B* **108** (2012), 249–253 (siehe S. 73).
- [125] W. DEMTRÖDER. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Bd. 4. Springer 2004 (siehe S. 79).

- [126] K.-M. SCHORSTEIN. Aufbau eines Brillouin-LIDARs zur Messung des Temperaturprofils in Wasser basierend auf einem gepulsten Faserverstärker. Dissertation. Technische Universität Darmstadt, 2009 (siehe S. 82).
- [127] R. ENGELBRECHT. Nichtlineare Faseroptik: Grundlagen und Anwendungsbeispiele. Springer-Verlag 2015 (siehe S. 87).
- [128] H. WANG und A. M. WEINER. Efficiency of Short-Pulse Type-I Second-Harmonic Generation With Simultaneous Spatial Walk-Off, Temporal Walk-Off, and Pump Depletion. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **39** (2003), 1600–1618 (siehe S. 101, 104, 111).
- [129] L. ZHANG, K. LI, D. XU, H. YU, G. ZHANG, Y. WANG, L. WANG, F. SHAN, C. YAN, Y. YANG *et al.* A 7.81 W 355 nm ultraviolet picosecond laser using La<sub>2</sub>CaB<sub>10</sub>O<sub>19</sub> as a nonlinear optical crystal. *Optics Express* **22** (2014), 17187–17192 (siehe S. 103).
- [130] Z. FANG, Z.-y. HOU, F. YANG, L.-j. LIU, X.-y. WANG, Z.-y. XU und C.-t. CHEN. High-efficiency UV generation at 266 nm in a new nonlinear optical crystal NaSr<sub>3</sub>Be<sub>3</sub>B<sub>3</sub>O<sub>9</sub>F<sub>4</sub>. *Optics express* **25** (2017), 26500–26507 (siehe S. 103).
- [131] Z.-Y. HOU, L.-J. LIU, Z. FANG, L. YANG, D.-X. YAN, X.-Y. WANG, D.-G. XU und C.-T. CHEN. High-power 266 nm laser generation with a NaSr<sub>3</sub>Be<sub>3</sub>B<sub>3</sub>O<sub>9</sub>F<sub>4</sub> crystal. *Optics letters* **43** (2018), 5599–5602 (siehe S. 103).
- [132] G. WANG, A. GENG, Y. BO, H. LI, Z. SUN, Y. BI, D. CUI, Z. XU, X. YUAN, X. WANG *et al.* 28.4 W 266 nm ultraviolet-beam generation by fourth-harmonic generation of an all-solid-state laser. *Optics Communications* **259** (2006), 820–822 (siehe S. 103).
- [133] S. C. KUMAR, J. C. CASALS, J. WEI und M. EBRAHIM-ZADEH. High-power, high-repetition-rate performance characteristics of  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> for single-pass picosecond ultraviolet generation at 266 nm. *Optics express* **23** (2015), 28091–28103 (siehe S. 103, 111).
- [134] M. TAKAHASHI, G. MASADA, I. SEKINE, M. CADATAL, T. SHIMIZU, N. SARUKURA, C. BYEON, V. FEDOROV, S. MIROV, A. DERGACHEV *et al.* Reduction of nonlinear absorption in Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub> by temperature-and repetition rate-control. *Japanese Journal of Applied Physics* **48** (2009), 112502 (siehe S. 103).
- [135] T. KOJIMA, S. KONNO, S. FUJIKAWA, K. YASUI, K. YOSHIZAWA, Y. MORI, T. SASAKI, M. TANAKA und Y. OKADA. 20-W ultraviolet-beam generation by fourth-harmonic generation of an all-solid-state laser. *Optics Letters* **25** (2000), 58–60 (siehe S. 103).
- [136] Q. LIU, X. YAN, X. FU, M. GONG und D. WANG. High power all-solid-state fourth harmonic generation of 266 nm at the pulse repetition rate of 100 kHz. *Laser Physics Letters* **6** (2008), 203 (siehe S. 103).
- [137] M. BRADLER und E. RIEDLE. Sub-20 fs  $\mu$ J-energy pulses tunable down to the near-UV from a 1 MHz Yb-fiber laser system. *Optics letters* **39** (2014), 2588–2591 (siehe S. 103).

- 
- [138] A. S. RAO, N. A. CHAITANYA und G. SAMANTA. High-power, high repetition-rate, ultrafast fibre laser based source of DUV radiation at 266 nm. *OSA Continuum* **2** (2019), 99–106 (siehe S. 103).



# Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

## Publikationen in internationalen, begutachteten Fachzeitschriften

- H. B. Wang, W. Q. Wen, Z. K. Huang, D. C. Zhang, B. Hai, X. L. Zhu, D. M. Zhao, J. Yang, J. Li, X. N. Li, L. J. Mao, R. S. Mao, J. X. Wu, J. C. Yang, Y. J. Yuan, L. Eidam, D. Winters, T. Beck, D. Kiefer, B. Rein, Th. Walther, M. Loeser, U. Schramm, M. Siebold, M. Bussmann, and X. Ma, ***Measurement of the lifetime and the proportion of  $^{12}\text{C}^{3+}$  ions in stored relativistic ion beams as a preparation for laser cooling experiments at the CSRe***, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 408 (2017) 280-284
- D. Kiefer, D. Preißler, Th. Führer, and Th. Walther, ***Non-degrading CW UV generation in  $\beta$ -barium borate at 257 nm using an elliptical focusing enhancement cavity***, Laser Phys. Lett. 16 075403, (2019)
- D. Preißler, D. Kiefer, Th. Führer, and Th. Walther, ***Evolutionary Algorithm Assisted Design of a UV SHG Cavity with Elliptical Focusing to Avoid Crystal Degradation***, Applied Physics B (2019) 125:220
- W. Q. Wen, H. B. Wang, Z. K. Huang, D. C. Zhang, D. Chen, D. Winters, S. Klammer, D. Kiefer, Th. Walther, S. Litvinov, M. Siebold, M. Loeser, N. Khan, D. M. Zhao, X. L. Zhu, X. N. Li, J. Li, T. Zhao, R. S. Mao, J. X. Wu, D. Yin, L. Mao, J. C. Yang, Y. J. Yuan, M. Bussmann, and X. Ma, ***Laser cooling and precision laser spectroscopy of highlycharged ions at the storage ring CSRe and the future HIAF***, Hyperfine Interactions (2019) 240:45

## Beiträge zu internationalen Tagungen

- D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, C. Dimopoulou, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, T. Köhl, M. Lochmann, M. Löser, X. Ma, L. Mao, F. Nolden, W. Nörtershäuser, B. Rein, R. Sanchez, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, Th. Stöhlker, S. Tichelmann, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, D. Winzen, J. Yang, Y. Yuan, and M. Bussmann, ***Laser cooling of stored relativistic heavy ion beams***, ECAMP12, 12th European Conference on Atoms, Molecules and Photons, 2016 Frankfurt

- M. Bussmann, D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, C. Dimopoulou, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Lochmann, M. Löser, X. Ma, L. Mao, F. Nolden, W. Nörtershäuser, B. Rein, R. Sanchez, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, Th. Stöhlker, S. Tichelmann, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, D. Winzen, J. Yang, Y. Yuan, ***Prospects and challenges of laser cooling of stored beams of relativistic highly charged ions***, HCI2016, 18th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, 2016 Kielce (Poland)
- M. Bussmann, D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, C. Dimopoulou, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Lochmann, M. Löser, X. Ma, L. Mao, F. Nolden, W. Nörtershäuser, B. Rein, R. Sanchez, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, Th. Stöhlker, S. Tichelmann, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, D. Winzen, J. Yang, Y. Yuan, ***Laser cooling of relativistic  $^{12}\text{C}^{3+}$  ion beam with a pulsed laser at the CSRe***, HCI2016, 18th International Conference on the Physics of Highly Charged Ions, 2016 Kielce (Poland)
- D. Winters, O. Boine-Frankenheim, L. Eidam, Th. Kühl, P. Spiller, Th. Stöhlker, T. Beck, G. Birkel, D. Kiefer, Th. Walther, M. Bussmann, M. Löser, U. Schramm, M. Siebold, X. Ma, W. Wen, D. Winzen, V. Hannen, ***Laser Cooling of Relativistic Highly Charged Ions at FAIR***, IPAC2016, 7th International Particle Accelerator Conference, 2016 Busan (Korea)
- H. B. Wang, W. Q. Wen, Z. K. Huang, D. C. Zhang, B. Hai, X. L. Zhu, D. M. Zhao, J. Li, X. N. Li, L. J. Mao, R. S. Mao, J. C. Yang, Y. J. Yuan, L. Eidam, D. Winters, T. Beck, D. Kiefer, B. Rein, Th. Walther, M. Loeser, U. Schramm, M. Siebold, M. Bussmann, and X. Ma, ***Beam lifetime measurement and longitudinal dynamics investigation for laser cooling at the CSRe***, ICPEAC2017, International Conference on Photonic Electronic and Atomic Collisions, 2017 Cairns (Australia)
- H. B. Wang, W. Q. Wen, Z. K. Huang, D. C. Zhang, D. Chen, H. Zhang, B. Hai, D. Winters, S. Klammer, D. Kiefer, Th. Walther, S. Litvinov, N. Khan, D. M. Zhao, X. L. Zhu, J. Li, X. N. Li, L. J. Mao, R. S. Mao, J. Wu, D. Yin, J. C. Yang, Y. J. Yuan, M. Bussmann, and X. Ma, ***Laser cooling of relativistic lithium-like  $^{16}\text{O}^{5+}$  ion beams at the heavy ion storage ring CSRe***, TCP2018, 7th International Conference on Trapped Charged Particles and Fundamental Physics, 2018 Traverse City (USA)
- D. Kiefer and, Th. Walther, ***Fiber-based Picosecond Source with Variable Transform Limited Linewidth and Flexible Repetition Rate***, CLEO2018, Conference on Lasers and Electro-Optics, 2018 San José (USA)
- D. Kiefer and, Th. Walther, ***Picosecond Ultraviolet Pulses at 257 nm with Variable Transform Limited Linewidth and Flexible Repetition Rate***, ASSL2018, Advanced Solid State Lasers Conference, 2018 Boston (USA)

- 
- D. Kiefer, D. Preißler, Th. Führer and, Th. Walther, ***Enhancement Cavity with Elliptical Focussing for CW UV Generation Eliminating the Degradation Problem in BBO***, ASSL2018, Advanced Solid State Lasers Conference, 2018 Boston (USA)
  - H. B. Wang, W. Q. Wen, Z. K. Huang, D. C. Zhang, D. Winters, S. Klammes, D. Kiefer, Th. Walther, S. Litvinov, N. Khan, B. Hai, D. M. Zhao, X. L. Zhu, J. Li, X. N. Li, L. J. Mao, R. S. Mao, T. C. Zhao, J. X. Wu, D. Y. Yin, J. C. Yang., Y. J. Yuan, M. Bussmann, and X. Ma, ***Towards precision laser spectroscopy of Li-like O 5+ ion beams at CSRe***, ICPEAC2019, International Conference on Photonic Electronic and Atomic Collisions, 2019 Deauville (France)
  - D. Preißler, D. Kiefer, Th. Führer and, Th. Walther, ***Evolutionary Algorithm Assisted Design of an Elliptical Focusing Build-up Cavity Avoiding the Degradation Problem in BBO***, CLEO2019, Conference on Lasers and Electro-Optics, 2019 San José (USA)
  - W. Q. Wen, H. B. Wang, Z. K. Huang, D. C. Zhang, D. Chen, D. Winters, S. Klammes, D. Kiefer, Th. Walther, S. Litvinov, M. Siebold, M. Loeser, N. Khan, D. M. Zhao, X. L. Zhu, J. Li, X. N. Li, L. J. Mao, R. S. Mao, J. Wu, D. Yin, J. C. Yang, Y. J. Yuan, M. Bussmann, and X. Ma, ***Laser cooling of relativistic lithium-like  $^{16}\text{O}^{5+}$  ion beams at storage ring CSRe***, ICPEAC2019, International Conference on Photonic Electronic and Atomic Collisions, 2019 Deauville (France)
  - D. Winters, R. Sanchez, W. Nörtershäuser, S. Klammes, Th. Kühl, H. Lin, F. Nolden, P. Spiller, M. Steck, Th. Stöhlker, M. Bussmann, M. Siebold, M. Löser, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, L. Eidam, D. Kiefer, V. Hannen, D. Kiefer, B. Rein, Th. Walther, U. Schramm, M. Siebold, J. Ullmann, Th. Walther, A. Buss., V. Hannen, J. Ullmann, C. Weinheimer, D. Winzen, X. Ma, Z. Huang, H. Wang, W. Wen, D. Zhang ***Laser cooling of stored relativistic heavy ions***, PLATAN, International Conference Merger of the Poznan Meeting on Lasers and Trapping Devices in Atomic Nuclei Research and the International Conference on Laser Probing, 2019 Mainz

## Beiträge zu nationalen Tagungen

- D. Kiefer, T. Beck und Th. Walther, ***Pikosekunden Masteroszillator-Faserverstärker-System zur Ionenstrahlkühlung***, DPG Frühjahrstagung, 2016 Hannover
- D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, C. Dimopoulou, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Lochmann, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, B. Rein, R. Sanchez, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, W. Wen, J. Yang, D. Zhang, and M. Bussmann, ***Laser cooling of relativistic highly charged ions***, DPG Frühjahrstagung, 2016 Darmstadt

- D. Kiefer, Ch. Kühnel, and Th. Walther, *Picosecond Fiber Amplifiers in a MOPA System for Laser Cooling of Relativistic Ion Beams*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Mainz
- S. Klammes, D. Kiefer, and Th. Walther, *SHG in Periodically Poled Lithiumniobate for a CW Laser System used for Cooling of Relativistic Ion Beams*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Mainz
- Ch. Kühnel, D. Kiefer, and Th. Walther, *Frequency Doubling of Fiber Amplified Picosecond Laserpulses for Ion Beam Cooling*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Mainz
- D. Preißler, D. Kiefer, Th. Führer und Th.s Walther, *Frequenzverdopplung in  $\beta$ -Bariumborat ( $\beta$ -BBO) unter Anwendung elliptischer Fokussierung in einem externen Resonator für den Einsatz zur Ionenstrahlkühlung*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Mainz
- D. Winters, O. Boine-Frankenheim, A. Buß, Chr. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Zh. Huang, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. S.z Alarcon, U. Schramm, M. Siebold, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, Ch. Weinheimer, D. Winzen, and M. Bussmann, *Recent laser cooling and laser spectroscopy experiments at the ESR*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Mainz
- M. Bussmann, O. Boine-Frankenheim, A. Buß, Chr. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Zh. Huang, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. S.z Alarcon, U. Schramm, M. Siebold, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, Ch. Weinheimer, D. Winzen, D. Winters, and D. Winzen, *Recent laser cooling and laser spectroscopy experiments at the ESR*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Dresden
- M. Bussmann, A. Buß, C. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Z. Huang, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, W. Nörtershäuser, H.-W. Ortjohann, R. Sánchez Alarcon, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, J. Vollbrecht, Th. Walther, H. Wang, Ch. Weinheimer, D. Winters, and D. Winzen *Commissioning of a detection system for forward emitted XUV photons at the ESR*, DPG Frühjahrstagung, 2017 Münster
- D. Kiefer and Th. Walther, *Fourier Limited Picosecond Pulses for Laser Cooling of Relativistic Ion Beams*, DPG Frühjahrstagung, 2018 Erlangen
- M. Bussmann, A. Buß, C. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Z. Huang, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Loeser, X. Ma, W. Nörtershäuser, H.-W. Ortjohann, R. Sánchez, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, J. Vollbrecht, Th. Walther, H. Wang, Ch. Weinheimer, D. Winters, and D. Winzen, *Commissioning of a detection system for forward emitted XUV photons at the ESR*, DPG Frühjahrstagung, 2018 Erlangen



- 
- D. Winters, O. Boine-Frankenheim, A. Buß, Chr. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Zh. Huang, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. S.z Alarcon, U. Schramm, M. Siebold, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, Ch. Weinheimer, D. Winzen, and M. Bussmann, ***Recent laser cooling and laser spectroscopy experiments at the ESR***, DPG Frühjahrstagung, 2018 Erlangen
  - J. Schwalbach, D. Kiefer, and Th. Walther, ***SHG in periodically poled crystals for cooling of relativistic ion beams***, DPG Frühjahrstagung, 2018 Erlangen
  - S. Klammes, D. Winters, Th. Walther, D. Kiefer, L. Eidam, O. Boine-Frankenheim, A. Buß, Ch. Egelkamp, V. Hannen, Z. Huang, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. Sanchez Alarcon, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, H. Wang, W. Wen, Ch. Weinheimer, D. Winzen, and M. Bussmann, ***Recent laser cooling experiments at the ESR***, DPG Frühjahrstagung, 2018 Würzburg
  - D. Winters, G. Birkel, M. Bussmann, V. Hannen, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, U. Schramm, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, D. Winzen, and P. Spiller, ***Laser cooling at the FAIR SIS100***, DPG Frühjahrstagung, 2018 Würzburg
  - S. Hepp, D. Kiefer and Th. Walther, ***Transform Limited Pulse Amplification in an Ytterbium Doped Photonic Crystal Fibre***, DPG Frühjahrstagung, 2019 Rostock
  - S. Klammes, A. Buß, M. Bussmann, O. Boine-Frankenheim, Chr. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Zh. Huang, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. S.z Alarcon, U. Schramm, M. Siebold, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, Ch. Weinheimer, D. Winzen, and D. Winters, ***Laser spectroscopy of the fine structure of stored relativistic ions***, DPG Frühjahrstagung, 2019 Rostock
  - D. Preißler, D. Kiefer, Th. Führer und Th. Walther, ***Design eines UV SHG Resonators mit elliptischem Fokus zur Vermeidung von Degradierungseffekten in BBO***, DPG Frühjahrstagung, 2019 Rostock
  - M. Horst, D. Albach, G. Birkel, M. Bussmann, V. Hannen, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Löser, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, D. Winzen, and D. Winters, ***Laser beamline for laser cooling of stored relativistic heavy-ion beams at the SIS100***, DPG Frühjahrstagung, 2019 Rostock
  - D. Winzen, M. Bussmann, A. Buß, Ch. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Zhongkui Huang, D. Kiefer, S. Klammes, Th. Kühl, M. Loeser, X. Ma, W. Nörtershäuser, H.-W. Ortjohann, R. Sánchez, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, J. Vollbrecht, Th. Walther, H. Wang, Ch. Weinheimer, and D. Winters,  ***$^{12}\text{C}^{3+}$  fine structure transitions measured with a detection system for forward emitted XUV photons at the ESR***, DPG Frühjahrstagung, 2019 München

- D. Winters, D. Albach, G. Birkel, M. Bussmann, V. Hannen, M. Horst, D. Kiefer, S. Klammer, Th. Kühl, M. Löser, U. Schramm, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, D. Winzen, and P. Spiller, ***Laser cooling of stored relativistic heavy-ion beams at the SIS100***, DPG Frühjahrstagung, 2019 München
- S. Klammer, O. Boine-Frankenheim, M. Bussmann, A. Buß, Chr. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Zh. Huang, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. Sánchez Alarcón, U. Schramm, M. Siebold, M. Steck, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, Ch. Weinheimer, D. Winzen, and D. Winters, ***Laser cooling experiments at ESR and CSRe***, DPG Frühjahrstagung, 2019 München

## Weitere Publikationen

- D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, M. Bussmann, C. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, U. Schramm, M. Siebold, Th. Stöhlker, Th. Walther, W. Wen, D. Winzen, and P. Spiller, ***The SIS100 laser cooling facility***, GSI Scientific Report 2015 (353)
- D. Kiefer, T. Beck, and T. Walther, ***Flexible picosecond master oscillator fiber amplifier system for ion beam laser cooling at ESR/SIS100***, GSI Scientific Report 2015 (141)
- D. Winzen, M. Bussmann, A. Buß, C. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Z. Huang, D. Kiefer, S. Klammer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, W. Nörtershäuser, H.-W. Ortjohann, R. Sánchez, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, J. Vollbrecht, Th. Walther, H. Wang, Ch. Weinheimer, and D. Winters, ***Commissioning of a detection system for forward emitted XUV photons***, GSI Scientific Report 2016 (245)
- D. Winters, O. Boine-Frankenheim, M. Bussmann, A. Buß, C. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, Z. Huang, D. Kiefer, S. Klammer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, F. Nolden, W. Nörtershäuser, R. Sánchez, U. Schramm, M. Siebold, P. Spiller, M. Steck, J. Ullmann, Th. Walther, H. Wang, W. Wen, D. Winzen, and Th. Stöhlker, ***Test beamtime for laser spectroscopy and laser cooling at the ESR***, GSI Scientific Report 2016 (246)
- D. Kiefer, S. Klammer, B. Rein, and T. Walther, ***Recent Work on the Darmstadt laser systems for laser cooling of relativistic ion beams at SIS100***, GSI Scientific Report 2016 (247)
- D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, M. Bussmann, C. Egelkamp, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, U. Schramm, M. Siebold, Th. Stöhlker, Th. Walther, W. Wen, D. Winzen, and P. Spiller, ***The SIS100 laser cooling facility***, GSI Scientific Report 2016 (434)

- 
- D. Kiefer, and T. Walther, *A third amplifier stage in the pulse system for laser cooling of relativistic ion beams at SIS100*, GSI Scientific Report 2017 (170)
  - D. Winters, T. Beck, G. Birkel, O. Boine-Frankenheim, M. Bussmann, L. Eidam, V. Hannen, D. Kiefer, S. Klammer, Th. Kühl, M. Löser, X. Ma, U. Schramm, M. Siebold, Th. Stöhlker, J. Ullmann, Th. Walther, W. Wen, P. Spiller, *The SIS100 laser cooling facility*, GSI Scientific Report 2017 (399)



# Betreute Abschlussarbeiten

## Masterarbeiten

- Sebastian Klammes,  
Charakterisierung von MgO:PPLN-Kristallen für ein Lasersystem zur Kühlung von Ionenstrahlen,  
Masterthesis, April 2017, TU Darmstadt
- Christian Kühnel,  
Simulation frequenzverdoppelter Faserverstärkersysteme  
Masterthesis, September 2017, TU Darmstadt
- Janika Schwalbach,  
Frequenzverdopplung in einem Lasersystem zur Ionenstrahlkühlung,  
Masterthesis, Dezember 2018, TU Darmstadt
- Sebastian Hepp,  
Gepulster Pikosekunden Faserverstärker zur Kühlung relativistischer Schwerionen,  
Masterthesis, in Arbeit - geplante Abgabe: Dezember 2019, TU Darmstadt

## Bachelorarbeiten

- Haress Nazary,  
Konstruktion einer gepulsten Faserverstärkerstufe zur Ionenstrahlkühlung,  
Bachelorthesis, November 2016, TU Darmstadt
- Rudolf Homm,  
Aufbau eines vollständig gespleißten Ytterbium-Faserverstärkers,  
Bachelorthesis, April 2017, TU Darmstadt
- Kai Hansmann,  
Aufnahme und Analyse von Schwebungsspektren zur Bestimmung der Linienbreite bei Frequenzverdopplung,  
Bachelorthesis, Juli 2017, TU Darmstadt



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Als erstes bedanke ich mich bei meinem **Doktorvater Herrn Prof. Dr. Thomas Walther**, dafür, dass er mir dieses herausfordernde und interessante Projekt anvertraut hat. Vielen Dank für den Freiraum innerhalb der Forschung, die vielen konstruktiven Gespräche und die tolle Zeit in Ihrer Gruppe bedanke ich mich.

Herrn **Prof. Dr. Gerhard Birkel** danke ich herzlich für die Übernahme des Zweitgutachtens und für seine Veranstaltung „Moderne Optik“, die meinen Wunsch bestärkt hat, im Bereich der Quantenoptik zu forschen.

Bei **Karen Böhlting** bedanke ich mich für die unkomplizierte Hilfe bei allen bürokratischen Angelegenheiten und besonders für alle Englischkorrekturen.

Der gesamten Arbeitsgruppe **Laser und Quantenoptik** danke ich für die kollegiale und produktive Atmosphäre.

Insbesondere gilt hier mein Dank meinen Mitpromovierenden **Benjamin Rein, Holger John, Sabine Euler, Vincenzo Talluto, David Rupp, Sebastian Klammes, Oleg Nikiforov, Daniel Preißler, Daniel Koestel, Erik Fitzke, Peter Weigl** und unseren wissenschaftlichen Mitarbeitern **Dr. Thorsten Führer** und **Dr. Mathias Sinther**.

Bei **Dr. Thorsten Führer** bedanke ich mich für die gute Zusammenarbeit (insbesondere bei der UV-SHG), die schnelle Hilfe bei IT-Problemen und für meine Ausbildung zum Barista.

Mein Dank gilt auch allen Studenten, die im Rahmen ihrer Abschlussarbeit von mir betreut wurden und auf die unterschiedlichste Art an den Projekten beteiligt waren:

**Sebastian Klammes, Christian Kühnel, Janika Schwalbach, Sebastian Hepp, Hares Nazary, Rudolf Homm** und **Kai Hansmann**.

Meinem Schreibtischnachbarn **Daniel Preißler** danke ich für die tolle Zusammenarbeit, für die entspannten und doch produktiven Diskussionen, die wir in unserem Büro hatten und für die hilfreichen Kommentare zu dieser Arbeit.

Bei **Sebastian Klammes, Lewin Eidam** und **Danyal Winters** bedanke ich mich für die tolle Zusammenarbeit insbesondere während der Strahlzeiten.

**Silke**, dir danke ich für deine Unterstützung und dein Wissen über die deutsche Sprache.